

В.А.Зайкова  
И.Е.Старцева  
Б.Н.Филиппов

**ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА  
и  
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА  
ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ  
СТАЛЕЙ**



· НАУКА ·



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

Институт физики металлов

В.А.Зайкова И.Е.Старцева  
Б.Н.Филиппов

**ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА  
и  
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА  
ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ  
СТАЛЕЙ**

Ответственный редактор  
доктор физ.-мат. наук, профессор  
К.Б. ВЛАСОВ



МОСКВА "НАУКА"

1992

Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей /  
В.А. Зайкова, И.Е. Старцева, Б.Н. Филиппов. М.: Наука, 1992. 272 с. ISBN  
5-02-001554-7

В монографии изложены результаты экспериментальных и теоретических исследований статических свойств и динамической перестройки доменных структур в железоизоминых электротехнических сталях. Приведены данные о влиянии на них материальных и геометрических факторов, внешних переменных и статических магнитных полей, внешних напряжений и температуры. Описаны процессы стабилизации доменных структур и известные способы ее дестабилизации. Прослежено влияние квазистатического и динамического поведения доменных структур на важнейшие магнитные свойства электротехнических сталей.

Монография предназначена для специалистов в области исследования магнитных материалов.

Ил. 109. Табл. 15. Библиогр.: 454 назв.

The Domain structure and magnetic properties of electrotechnical steels /  
V.A. Zaikova, I.E. Startseva and B.N. Filippov. — M.: Nauka, 1992. 272 p.

The monograph presents results of experimental and theoretical research into the static properties and dynamic readjustment of domain structures in electrotechnical steels. Data are provided on the effect that material and geometric factors, external alternating and static magnetic fields, external stresses and temperature have on domain structures. Domain structure stabilization processes and known methods of destabilizing domain structures are described. The effect of the quasistatic and dynamic behaviour of domain structures on important magnetic properties of electrotechnical steels is traced.

Audience: specialists in the research of magnetic materials.

## ВВЕДЕНИЕ

Под электротехническими сталью обычно понимают сплавы железа с кремнием (содержание до 6,5 мас.% Si). Интерес к этим материалам возник еще в конце XIX столетия, когда выяснилось, что они обладают сочетанием ряда замечательных свойств, таких, как высокая индукция насыщения, достаточно большая магнитная проницаемость, повышенное по сравнению с Fe удельное электросопротивление и, как следствие, пониженные электромагнитные потери, сравнительно простая технология их изготовления и относительно низкая стоимость.

Удачное сочетание физических свойств железокремнистых сплавов привело к очень широкому их использованию в качестве материалов магнито-проводка различных электротехнических машин и аппаратов. В настоящее время мировой промышленный выпуск электротехнических сталей доведен до нескольких (более 4) миллионов тонн в год. Трудно указать другие магнитные материалы, потребность которых в технике оценивалась бы такими же объемами. Удивительным можно считать также и необычно большое "время жизни" рассматриваемых сплавов. В этом отношении железокремнистым сплавам нет равных среди других магнитных материалов.

Важные в практическом отношении свойства железокремнистых сплавов связаны с интересными физическими явлениями, происходящими в них. Например, можно отметить, что многие особенности магнитных свойств рассматриваемых материалов так или иначе обусловлены необычностью статического и динамического поведения доменной структуры (ДС). Она является тем фундаментом, на основе которого могут быть поняты наблюдающиеся в железокремнистых сплавах физические закономерности, что позволяет сознательно подходить к созданию материалов с предварительно заданными магнитными свойствами.

Хотя осознание того факта, что ДС играет определяющую роль в большинстве магнитных явлений, наблюдающихся в электротехнических стальях, произошло достаточно давно, однако из-за больших сложностей теоретического описания таких явлений с учетом особенностей поведения ДС до настоящего времени не было адекватного понимания изменения целого ряда свойств указанных сталей. В последние десятилетия в связи с большим всплеском интереса к исследованиям доменных структур, связанным с непосредственным практическим использованием доменов, произошли также довольно серьезные сдвиги в понимании роли ДС в формировании магнитных свойств сплавов, рассматриваемых в данной монографии. Так, выяснилось, что в электромагнитные потери, возникающие в динамическом режиме перемагничивания сталей, важный вклад вносит не только

ДС сама по себе, но и особенности ее динамического поведения. Обнаружение этого факта, по-видимому, следует считать одним из наиболее серьезных достижений последнего десятилетия в физике формирования свойств электротехнических сталей.

На наш взгляд, на новый уровень понимания подняты и исследования роли ДС в формировании такого параметра, как техническая магнитострикция. В частности, показано, что тонкие особенности поведения магнитострикционных характеристик электротехнических сталей полностью можно связать с поведением ДС в процессе намагничивания образцов.

Важным комплексом проблем, где также имеются серьезные успехи в понимании роли ДС при формировании магнитных свойств, являются проблемы, связанные с влиянием индуцированной анизотропии и внешних воздействий (упругих растяжений, термомагнитной, термомеханической и термомеханомагнитной обработок материала) на магнитные свойства железокремнистых сталей.

Все упомянутые проблемы детально обсуждались на протяжении длительного времени, и к настоящему моменту имеется огромное количество оригинальных работ, посвященных их исследованиям. Однако до сих пор нет обобщающего труда, в котором были бы с единых позиций рассмотрены и проанализированы существующие результаты. Это является серьезным препятствием для дальнейших научных исследований и затрудняет инженерно-техническим работникам, занимающимся вопросами улучшения магнитных свойств стали, использование накопившихся научных данных. Предлагаемая монография по замыслу ее авторов призвана в какой-то мере снять остроту указанной ситуации.

Исследования железокремнистых сталей, история развития которых описана в [8], были начаты еще в конце XIX столетия [305]. Сразу же было замечено, что небольшие добавки кремния существенно меняют свойства железа. Так, оказалось, что добавки Si более 1,5 мас.% значительно повышают твердость материала, а увеличение содержания кремния до 2,5 мас.% приводит к существенному изменению его магнитных свойств. В настоящее время известно, что наибольший интерес с точки зрения магнитных свойств представляют сплавы со сравнительно малой ( $\leq 7$  мас.%) концентрацией Si, на основе которых разработано большое количество магнитомягких электротехнических материалов. Они и будут предметом рассмотрения в данной монографии. При этом для достижения наиболее связного изложения основного и в большой степени оригинального материала, представленного в гл. 6–15, мы включили в данную монографию и ряд глав (1–5), в которых систематизированы данные общенаучного характера, имеющие, по нашим представлениям, важное значение и для исследования других магнитных веществ. Эти данные являются тем фундаментом, на основе которого строится все последующее изложение.

Так, в гл. 1 приведены некие общие сведения о физических свойствах железокремнистых сплавов, знание которых в дальнейшем требуется для обсуждения и понимания магнитных и других, связанных с ферромагнитным состоянием, свойств этих сплавов. Сюда прежде всего относятся структурные особенности (Fe–Si)-сплавов как в смысле фазового равновесия, так и в смысле микроструктуры материала, механические и электрические свойства, а также общее описание параметров, используемых

для характеристики магнитных свойств ферромагнетиков. Следует заметить, что при обсуждении фазовых диаграмм железокремнистых сплавов мы сосредоточили внимание на сплавах со сравнительно малым содержанием кремния ( $\leq 7$  мас%), обобщив существующие лишь в журнальных статьях результаты. Может показаться странным, однако приводившиеся до сих пор в монографиях фазовые диаграммы (Fe-Si)-сплавов относятся в основном к области больших концентраций Si, при которых эти сплавы не представляют интереса для электротехнической промышленности.

В гл. 2–4 в краткой форме дано описание всех основных типов взаимодействия, которые лежат в основе формирования магнитных свойств железокремнистых сталей. При этом большое внимание уделено магнитоупругому взаимодействию по той причине, что оно играет огромную роль в формировании доменной структуры и явлении магнитострикции (Fe-Si)-сплавов. Здесь же нами дано наиболее полное для отечественной монографической литературы описание различных типов магнитострикции.

Важной особенностью гл. 1–4 является то, что они насыщены конкретными данными о различных физических параметрах вещества, что, на наш взгляд, будет представлять самостоятельный интерес, поскольку, как правило, исследователю требуется масса времени для нахождения соответствующих данных, сосредоточенных в основном в оригинальных статьях.

В гл. 5 в сжатой форме приведены основные современные представления о структуре и свойствах доменных границ, которые довольно широко используются в последующих главах монографии. Важно, что при этом все типы доменных границ описаны по единой схеме так, что окончательные результаты удалось компактно представить в виде отдельной таблицы.

В последующих главах монографии (6–15) приведены результаты систематических исследований доменных структур в зависимости от формы и размеров образца, от ориентации поверхностей образца по отношению к кристаллографическим осям, от величины внешнего магнитного поля и величины внешних упругих напряжений. Подробно рассмотрены процессы перестройки доменной структуры при динамическом перемагничивании образцов. На основе данных о доменной структуре проанализированы особенности магнитных явлений в железокремнистых сплавах, таких, как процессы намагничивания и перемагничивания образцов, стабилизация доменной структуры и методы ее дестабилизации. Большое внимание уделено процессам динамической перестройки доменных структур. Показано влияние рассмотренных процессов на важнейшие магнитные свойства железокремнистых сплавов – остаточную намагниченность, козршившую силу, магнитострикцию и электромагнитные потери.

Конечно, рассмотренные вопросы не охватывают весь круг характерных для данных материалов проблем. Из-за ограниченности объема монографии в ней в основном освещены те из них, в разработке которых авторы принимали активное участие. По этой же причине не удалось пропитировать целый ряд работ, несмотря на все уважение к их авторам, за что приносим им наши искренние извинения.

# Г л а в а 1

## НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗОКРЕМНИСТЫХ СПЛАВОВ

### 1.1. Диаграмма состояния (Fe-Si)-сплавов

Уже первые исследования диаграммы фазового равновесия показали, что изменения состава сплавов и температуры приводят к большому разнообразию фазовых состояний в (Fe-Si)-сплавах. И хотя эти исследования начаты давно, они не завершены до сих пор.

Историю развития исследования фазовых превращений в рассматривающих сплавах можно найти в монографии Гельда и Сидоренко [24]. В ней представлены результаты работ, опубликованных до 1971 г. В данном разделе мы рассмотрим более поздние работы, касающиеся сплавов, содержащих до 7 мас.% Si.

В этом интервале составов, во-первых, имеется область, отвечающая существованию  $\gamma$ -фазы. Под  $\gamma$ -фазой обычно понимают структурное состояние вещества, обладающего кубической гранецентрированной решеткой. Такая область появляется при содержании Si меньше 1 мас.%. Во-вторых, при содержании Si более 3,5 мас.% появляется возможность упорядочения атомов в твердом растворе.

Остановимся на работах последних лет, посвященных исследованию указанных особенностей фазовых состояний (Fe-Si)-сплавов.

В работе Фишера и др. [291], выполненной на особо чистом материале, показано, что  $\gamma$ -область замыкается при  $1150^{\circ}\text{C}$  и содержании 1,63 мас.% Si (рис. 1.1). Существует также узкая область концентрации Si, в которой имеется двухфазное ( $\alpha + \gamma$ )-состояние, где под  $\alpha$ -фазой обычно понимают структурное состояние вещества, характерное для Fe, т.е. обладающее кубической объемно-центрированной решеткой. Двухфазная ( $\alpha + \gamma$ )-область замыкается при  $1150^{\circ}\text{C}$  и 1,94 мас.% Si. Однако следует подчеркнуть, что условия равновесия фаз очень чувствительны к примесям других элементов. В частности, присутствие в сплаве небольших добавок углерода и азота существенно расширяет область существования  $\gamma$ -фазы. Поэтому расхождение экспериментальных данных у различных авторов о границе  $\gamma$ -области обусловлено, по-видимому, влиянием примесей в сплавах.

При переходе из  $\alpha$ -в  $\gamma$ -состояние кристаллическая решетка (Fe-Si)-сплавов перестраивается из кубической объемно-центрированной в кубическую гранецентрированную. При этом происходит изменение параметра решетки, вследствие чего в материале возникают внутренние напряжения. Такая же ситуация имеет место и при обратном переходе из  $\gamma$ -в  $\alpha$ -состояние. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке технологии отжигов изделий из (Fe-Si)-сплавов.

Обзор работ, посвященных изучению процессов упорядочения в системе

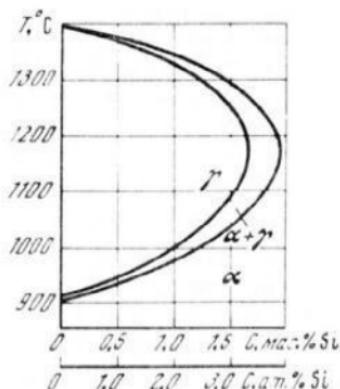


Рис. 1.1. Диаграмма состояний (Fe–Si)-сплавов при малом содержании Si [291]

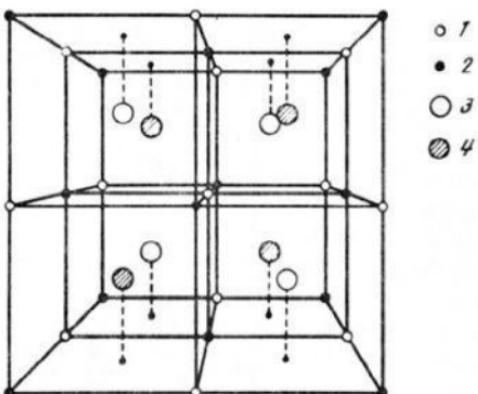


Рис. 1.2. Элементарная ячейка упорядоченных структур Fe–Si твердых растворов

Fe–Si, дан в [24, 26]. Для изучения этих процессов применялись как прямые структурные методы исследования (рентгеновский [20, 276], нейтронографический [325, 357], мессбауэровский [383], электронно-микроскопический [397, 422, 435]), так и косвенные методы, когда об упорядочении судили по изменению тех или иных физических свойств материала (электросопротивления [278], параметра кристаллической решетки [391], теплоемкости [389] и т.п.).

Было обнаружено, что в рассматриваемой нами области составов возможно существование двух типов сверхструктур: B2 и DO<sub>3</sub>.

На рис. 1.2 показана элементарная ячейка сплава, упорядоченного по типу DO<sub>3</sub> (рисунок выполнен таким образом, чтобы наиболее отчетливо было видно расположение всех атомов в ячейке). Она состоит из 8 элементарных ячеек α-железа, представляющих собой куб с добавочным центральным атомом. Места, обозначенные малыми кружками, расположенные в вершинах кубов, в решетке DO<sub>3</sub> заняты атомами Fe, центральные, в положениях 3 (крупные светлые кружки) также заняты Fe, а в положениях 4 – кремнием (заштрихованные кружки). В решетке сплава, полностью упорядоченного по типу B2, все узлы в вершинах кубов заняты атомами Fe, а центры кубов (положения 3 и 4) – атомами Si.

Из теоретических работ, в которых определялась зависимость температуры упорядочения от состава сплава, следует обратить внимание на [325, 398, 405, 406].

Выполненные расчеты позволили определить часть диаграммы состояния системы Fe–Si в области составов и температур, при которых возможно возникновение сверхструктур B2 и DO<sub>3</sub>. Экспериментальные данные (рис. 1.3), полученные с помощью различных методов исследования: калориметрического, нейтронографического и электронно-микроскопического, – удовлетворительно согласуются с выводами теоретических расчетов.

Экспериментальные данные показывают, что выше температуры Кюри обе реакции упорядочения A2 ⇌ B2 и B2 ⇌ DO<sub>3</sub> протекают по типу фазовых

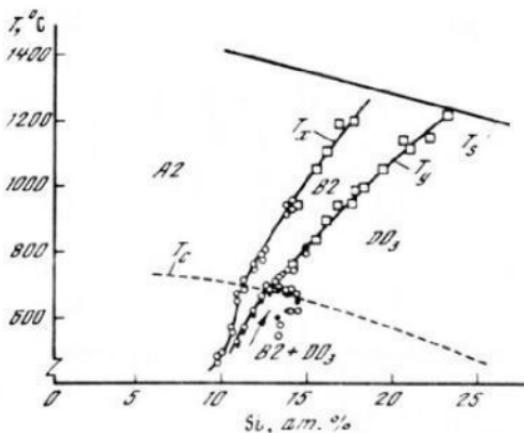


Рис. 1.3. Фазовая диаграмма перехода порядок–беспорядок в объемно-центрированных твердых растворах Fe–Si [357, 379, 389, 420]

переходов второго рода без образования зародышей новой фазы. Около критических температур этих переходов возникают флюктуации дальнего порядка [398].

Согласно электронно-микроскопическим данным (см. рис. 1.3 и [422]), в сплаве, содержащем около 11 ат.% Si, возникающее ниже температуры Кюри магнитное взаимодействие примерно на 100°С снижает температуру перехода от структуры A2 к B2, однако сам переход остается переходом второго рода. Другой переход, B2  $\rightleftharpoons$   $DO_3$ , ниже температуры Кюри становится фазовым переходом первого рода. Он идет путем образования и роста зародышей упорядоченной  $DO_3$ -фазы в матрице, упорядоченной по типу B2. Таким образом, ниже точки Кюри появляется двухфазная область. Она была выявлена электронно-микроскопическими наблюдениями после соответствующей термической обработки сплавов [350].

При низких температурах линии фазовых переходов гипотетически нарисованы Варлимонтом [435] и Костером [340]. В работе [422] эти линии ниже 500°С не проводятся, но утверждается, что двухфазная область сохраняется вплоть до комнатной температуры.

Структурное состояние (Fe–Si)-сплавов при комнатной температуре определяется режимом предшествующей термической обработки и скоростью охлаждения после нее. Это можно продемонстрировать следующими примерами. Власова и Молотилов [20], используя метод рентгеноструктурного анализа, при исследовании монокристалла Fe + 5,6 ат.% Si, отожженного при 450°С в течение 1000 ч, обнаружили на дифрактометрической кривой диффузные максимумы с нечетными индексами и значительно менее размытый максимум с индексами 222. На основе этих данных они сделали вывод, что наиболее вероятной моделью структуры сплава после длительного низкотемпературного отжига является матрица с близким порядком  $DO_3$ , в которой хаотически распределены обогащенные кремнием области сверхструктуры B2. Согласно оценке, их размер 30–40 Å (3–4 нм). После закалки этого же кристалла от высокой температуры на дифракционной кривой наблюдались лишь размытые максимумы в узлах решетки с чет-

ными индексами. Это свидетельствует о существовании в сплаве ближнего порядка только типа B2.

Дэвис [276] с помощью рентгеновской методики в закаленном состоянии сплава с 8,7 ат.% Si наблюдал только ближний порядок типа B2, а в медленноохлажденном — дальний порядок B2.

В сплавах с 5–6,5 мас.% Si после медленного охлаждения нейтронографически наблюдался почти полный порядок типа B2 и присутствие порядка  $DO_3$  [20]. В [389] утверждается, что нейтронографически ближний порядок B2 зарегистрирован даже в сплавах, содержащих 1–2 мас.% Si.

Приведенные данные показывают, что в твердых растворах кремния в железе, на базе которых созданы среднелегированные электротехнические стали, практически всегда присутствует ближний порядок типа B2, который усиливается и может переходить в дальний порядок при медленном охлаждении сплавов и при длительных низкотемпературных отжигах. Предпочтительное появление B2-порядка при низком содержании Si, по всей вероятности, связано с влиянием магнитного взаимодействия в материале на расположение атомов (см., напр.: [265]). Наряду с B2-порядком возникает и порядок  $DO_3$ . Дальний порядок типа  $DO_3$  появляется в сплавах с большим содержанием Si, на основе которых получают высоколегированные электротехнические стали.

Многие экспериментальные исследования показывают, что процессы упорядочения оказывают сильное влияние на все физические свойства кремнистого железа.

В заключение данного раздела остановимся на зависимости параметра решетки железокремнистых сплавов от содержания кремния. С помощью рентгенографических исследований, выполненных на очень чистых (Fe–Si)-сплавах, было установлено, что параметр решетки является линейной функцией концентрации Si. Это иллюстрируют данные работы [325]. Однако скорость его изменения в областях 0–5 и 5–18 мас.% Si оказывается разной.

## 1.2. О кристаллической текстуре технических железокремнистых сплавов

Как видно из предыдущего, монокристаллы железокремнистых сплавов обладают кубической кристаллографической симметрией. Выпускаемые промышленностью материалы представляют собой поликристаллические, относительно тонкие ( $\sim 0,3$  мм) листы или ленты, в которых кристаллографические оси кристаллитов могут быть ориентированы либо хаотически, либо преимущественно вдоль каких-то определенных осей в листе. В первом случае материал называют изотропным, во втором — кристаллографически текстурованным (анизотропным).

В силу резкой анизотропии магнитных свойств в кристаллах кремнистого железа, природа которой будет ясна из последующих глав, создание благоприятной кристаллографической текстуры позволяет наиболее полно использовать потенциальные возможности железокремнистых сплавов как магнитомягких материалов. В связи с этим начиная с 40-х годов двадцатого столетия бурными темпами стала развиваться технология изготовления текстурованной электротехнической стали.

Ориентация листовых кристаллов характеризуется одновременным указанием типа кристаллографической плоскости и типа кристаллографической оси, ближайших к поверхности листа. Например, так называемую гессовскую ориентацию, при которой к поверхности листа близки плоскости {110} и оси <100>, символически обозначают как {100}<100>. Если в поликристаллическом листе преобладают кристаллиты указанной ориентации, говорят о текстуре Госса ((110)[001]). Она образуется в листах (Fe – Si)-сплавов, полученных с применением холодной одноосевой прокатки, и характеризуется тем, что оси [001] кристаллитов преимущественно располагаются вблизи оси прокатки. Заметим, что такой тип текстуры имеют подавляющее большинство современных анизотропных электротехнических сталей, широко используемых в качестве материала магнитопроводов силовых трансформаторов.

Ряд преимуществ перед электротехническими сталью с текстурой Госса должны иметь стали с кубической текстурой {100}<001>, в которых к плоскости листа близка кристаллографическая плоскость типа (100). Однако они до сих пор не получили широкого распространения, так как методы создания такой текстуры сложны и пока не обеспечивают надлежащей стабильности свойств материала.

Вопросы, касающиеся физики процессов текстурообразования, зависящих от очень большого количества факторов, а также технологические приемы получения текстуры Госса в листах (Fe–Si)-сплава описаны в специальной литературе (см., напр.: [27, 55]). Здесь отметим лишь, что основными приемами в технологической цепочке получения текстуры Госса являются однократная (или двукратная) холодная прокатка с последующим отжигом при температурах 900°C (первичная рекристаллизация) и высокотемпературный отжиг (при температурах 1100–1200°C).

Преимущественная гессовская ориентация кристаллитов в материале обеспечивается при этом специальными физико-химическими условиями, приводящими при высокотемпературном отжиге к беспрепятственному росту зародышей гессовской ориентации и к задержке роста зародышей других ориентировок, образовавшихся на стадии первичной рекристаллизации. Задержка роста последних осуществляется с помощью так называемых ингибиторных фаз, которыми в современных текстурованных электротехнических стальях являются или нитриды алюминия, кремния, марганца и др. (нитридный вариант технологии), или сернистые соединения этих элементов (сульфидный вариант).

Технология с применением холодной прокатки используется в настоящее время и для изготовления изотропных сталей [188], которые успешно вытесняют горячекатаные изотропные стали как материалы магнитопровода электрических машин.

### 1.3. Механические свойства железокремнистых сплавов

Железокремнистые сплавы являются основой листовых электротехнических магнитомягких материалов, поэтому их механические свойства представляют интерес для данной монографии прежде всего с точки зрения возможностей получения этих сплавов в виде тонких листов и лент путем механической обработки, в частности прокаткой. Эти возможности

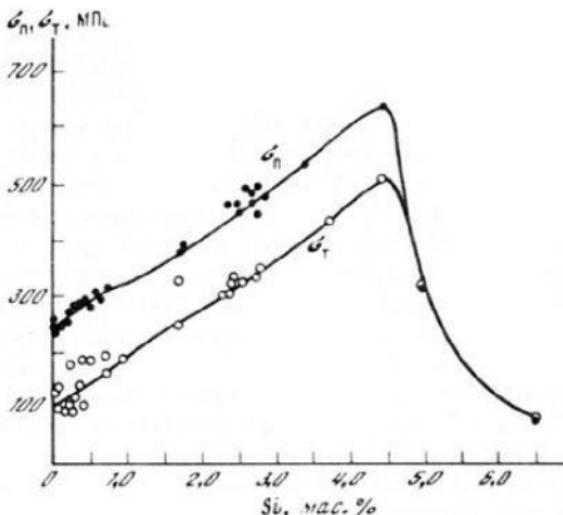


Рис. 1.4. Зависимость предела прочности  $\sigma_0$  и предела текучести  $\sigma_t$  от содержания Si при комнатной температуре [11]

определяются главным образом такими механическими параметрами, как твердость, предел прочности  $\sigma_0$ , предел текучести  $\sigma_t$  и пластичность материала. Приведем лишь некоторые сведения о качественном изменении этих параметров в (Fe—Si)-сплавах в зависимости от содержания кремния, температуры, их деформационного состояния и других факторов, поскольку конкретные данные сильно зависят от степени совершенства кристаллической структуры [142].

Известно (см., напр.: [11]), что твердость (Fe—Si)-сплавов существенно выше, чем у железа, и монотонно повышается с увеличением содержания кремния. Предел прочности и предел текучести имеют немонотонную зависимость от содержания Si: в начале с ростом Si они растут, в области состава  $\sim 4.5$  мас.% Si становятся максимальными и далее резко уменьшаются (рис. 1.4). При этом увеличение Si всего на 2% (до 6.5 мас.%) уменьшает эти параметры более там в 6 раз. Кроме того, в (Fe—Si)-сплавах и предел прочности, и предел текучести существенно зависят от степени обжатия материала при холодной прокатке. Согласно данным Кабанцева (см.: [54]), в электротехнических стальных с 3 мас.% Si они растут с ростом обжатия  $\epsilon$  в процессе прокатки (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Зависимость предела прочности и предела текучести от степени обжатия листа в процессе холодной прокатки

$\sigma$ , МПа	$\epsilon$ , %					
	30	40	50	60	70	80
$\sigma_0$	800	840	890	920	970	1050
$\sigma_t$	700	740	790	880	880	920

Способность пластиически деформироваться без разрушения (пластиичность) при комнатной температуре у (Fe-Si)-сплавов до 2,5–3 мас.% Si достаточно высока и мало меняется с увеличением его содержания до указанного предела, поэтому листовые магнитные материалы на основе этих сплавов, наиболее широко распространенные в электротехнической промышленности, как правило, изготавливаются с использованием холодной прокатки. Дальнейшее увеличение содержания кремния приводит к резкому падению пластичности, которая в сплавах при 5 мас.% Si близка к нулю, следовательно, получение листовых электротехнических сталей с повышенным содержанием кремния холодной прокаткой практически невозможно. Для их производства используют горячую прокатку, поскольку при повышении температуры пластичность материала растет. В последнее время разработаны методы изготовления тонких лент с содержанием кремния до 6,5 мас.% Si путем закалки расплава на вращающемся барабане [236, 322, 395, 450].

В ферромагнетиках имеется прямая взаимосвязь между спонтанной намагниченностью и деформацией кристаллической решетки, которая проявляется в явлении спонтанной магнитострикции. Вследствие этого их упругие свойства непосредственно отражаются на характере поведения магнитных свойств, и наоборот, изменение магнитного состояния сопровождается изменением упругого состояния материала. Поэтому происходящие в ферромагнетиках явления необходимо рассматривать в тесной связи с параметрами, характеризующими их упругие свойства.

Упругое состояние твердого тела можно описать с помощью тензора деформации [120]:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.1)$$

где  $u_i$  – вектор смещения произвольной точки тела в результате деформации. Здесь и везде дальше индексы  $i, j$ , принимают три значения: 1, 2, 3 (по числу координат), а по дважды встречающимся одинаковым индексам идет суммирование.

Используя тензор деформации, можно определить относительное изменение линейных размеров  $(\delta l/l)_{\beta_i}$  твердого тела вдоль какого-либо направления, характеризуемого направляющими косинусами  $\beta_i$ :

$$(\delta l/l)_{\beta_i} = \epsilon_{11}\beta_1^2 + \epsilon_{22}\beta_2^2 + \epsilon_{33}\beta_3^2 + 2(\epsilon_{12}\beta_1\beta_2 + \epsilon_{13}\beta_1\beta_3 + \epsilon_{23}\beta_2\beta_3); \quad (1.2)$$

кроме того, как легко показать, величина

$$\delta V/V \equiv \tilde{\omega} = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} \quad (1.3)$$

описывает относительное изменение объема тела в результате деформации.

При деформировании тела его энергия изменяется. Далее часть энергии, связанную с деформациями, будет называть упругой энергией. Плотность этой энергии при малых  $\epsilon_{ij}$  может быть записана в виде

$$w_e = \frac{1}{2} \lambda_{ijkl}^e \epsilon_{ij} \epsilon_{kl}, \quad (1.4)$$

где  $\lambda_{ijkl}^e$  – тензор модулей упругости, который зависит от свойств конкретных веществ, и следовательно, сам может рассматриваться как величи-

Рис. 1.5. Зависимость модулей упругости  $c_{ij}$  от содержания Si в (Fe-Si)-сплавах при комнатной температуре [356]

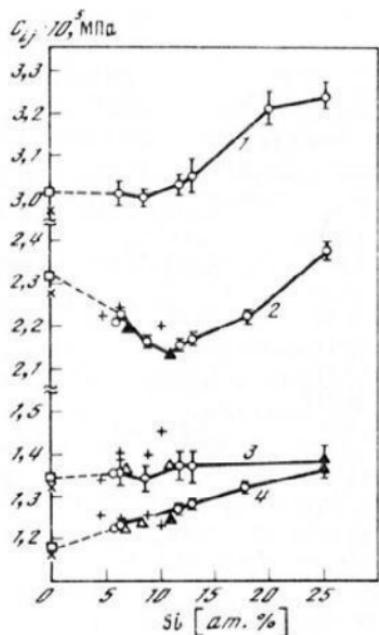
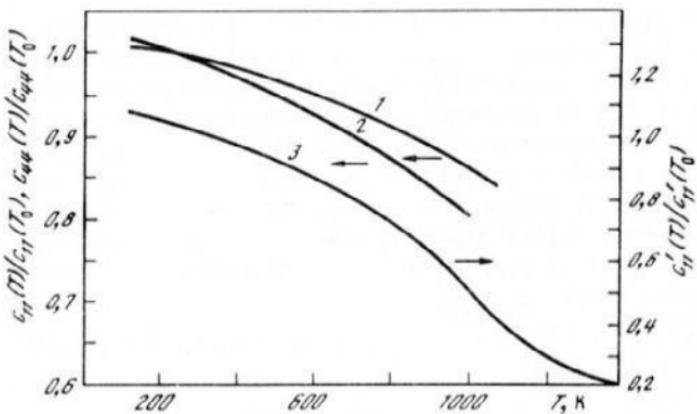


Рис. 1.6. Температурная зависимость модулей упругости  $c_{ij}$ , отнесенных к их значениям при  $T_0 = 298$  К [393]



на, характеризующая упругие свойства вещества. Он является функцией температуры и давления. Его природа связана в основном с силами электростатического происхождения. В магнитоупорядоченных кристаллах в тензор  $\lambda_{ijkl}^\epsilon$  дают заметный вклад и магнитные взаимодействия. Это приводит к целому ряду явлений, например к  $\Delta E$ -эффекту.

Часто пользуются сокращенным описанием компонент  $\lambda_{ijkl}^\epsilon$ , заменяя каждую пару индексов одним:  $11 \rightarrow 1$ ,  $22 \rightarrow 2$ ,  $13 \rightarrow 4$  и т.д. — и вводя, например, следующие обозначения:

$$c_{11} = \lambda_{1111}^\epsilon, \quad c_{12} = \lambda_{1122}^\epsilon, \quad c_{44} = \lambda_{1313}^\epsilon \dots \quad (1.5)$$

Число независимых и отличных от нуля компонент тензора модулей

Таблица 1.2

Упругие константы (Fe-Si)-кристаллов при комнатной температуре [356]

Среднее содержание Si, ат. (мас.) %	$c_{11} \cdot 10^{-5}$ , МПа	$c_{44} \cdot 10^{-5}$ , МПа	$c'_{11} = \frac{1}{2}(c_{11} + c_{12} + c_{44}) \times 10^{-5}$ , МПа	$c_{12} \cdot 10^{-5}$ , МПа	Плотность $\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>
6.3 (3.26)	$2.223 \pm 0.009$	$1.23 \pm 0.01$	$3.01 \pm 0.027$	$1.355 \pm 0.027$	7.68
8.59 (4.51)	$2.164 \pm 0.010$	$1.246 \pm 0.009$	$3.00 \pm 0.021$	$1.34 \pm 0.026$	7.60
11.68 (6.21)	$2.155 \pm 0.009$	$1.267 \pm 0.006$	$3.03 \pm 0.024$	$1.37 \pm 0.034$	7.52
12.91 (6.94)	$2.170 \pm 0.015$	$1.279 \pm 0.009$	$3.05 \pm 0.04$	$1.37 \pm 0.04$	7.48
17.86 (9.86)	$2.22 \pm 0.016$	$1.32 \pm 0.01$	—	—	7.37
25.1 (14.41)	$2.38 \pm 0.017$	$1.36 \pm 0.01$	$3.24 \pm 0.032$	$1.38 \pm 0.032$	7.19
20.5 (11.5)	$2.25 \pm 0.02$	$1.31 \pm 0.02$	—	—	7.30

упругости зависит от симметрии кристалла. В частности, для кристаллов кубической симметрии, которые только и интересуют нас в данной монографии, в качестве независимых можно выбрать три компоненты, приведенные в (1.5). Другие компоненты или равны нулю, или могут быть выражены через три указанные. При этом с существованием  $c_{11}$ ,  $c_{22}$  связаны напряжения сжатия и растяжения  $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$  при заданных деформациях  $\epsilon_{11}$  и  $\epsilon_{22}$  соответственно. Наличие  $c_{44}$  обуславливает появление сдвиговых напряжений  $\sigma_{13}$  при заданных сдвиговых деформациях  $\epsilon_{13}$ . С учетом сказанного плотность упругой энергии (1.4) кубического кристалла может быть записана в виде

$$w_Y = \frac{1}{2} c_{11} (\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{22}^2 + \epsilon_{33}^2) + c_{12} (\epsilon_{11} \epsilon_{22} + \epsilon_{11} \epsilon_{33} + \epsilon_{22} \epsilon_{33}) + 2c_{44} (\epsilon_{12}^2 + \epsilon_{13}^2 + \epsilon_{23}^2). \quad (1.6)$$

В железокремнистых сталях  $c_{ij}$  зависят от концентрации кремния. В качестве примера такие зависимости приведены на рис. 1.5. Здесь  $c'_{11} = (c_{11} + c_{12} + c_{44})/2$  (1). Из рисунка видно, что  $c_{44}$  (4) монотонно увеличивается с увеличением содержания кремния, чем и обусловлено, по-видимому, упомянутое снижение при этом пластичности сплавов. Константа  $c_{11}$  (2) вначале уменьшается, а затем, начиная с 5% мас. Si, резко увеличивается. Такое поведение  $c_{11}$  коррелирует с поведением рассмотренных пределов прочности и текучести и, по-видимому, связано с особенностями фазовых диаграмм, о которых речь шла в разд. 1.1. Из рис. 1.5 видна аномалия и в поведении модуля  $c_{12}$  (3) в той же области концентраций (примерно до 5 мас.% Si). Количественные сведения о концентрационной зависимости модулей упругости при комнатной температуре, полученные в работе [356], приведены в табл. 1.2. Здесь же даны наиболее точные

сведения о плотности железокремнистых сплавов для некоторых концентраций Si.

Константы упругости зависят также от температуры. Их температурная зависимость исследована, например, в [393]. На рис. 1.6 приведены температурные зависимости относительных значений констант  $c_{11}$  (1),  $c_{44}$  (2) и  $c_{11}'$  (3) для сплава Fe-2.82 мас.% Si. Видно, что в широкой области температур указанные константы монотонно убывают с ее ростом.

#### 1.4. Электросопротивление (Fe-Si)-сплавов

Знание электросопротивления железокремнистых сплавов важно для понимания происходящих в них динамических процессов, в частности для выяснения особенностей такой технически важной характеристики, как вихревоковая составляющая электромагнитных потерь. В связи с этим приведем здесь концентрационную (рис. 1.7) и температурную (рис. 1.8) зависимости сопротивления (Fe-Si)-сплавов, полученные в интервале составов от 0 до 25 ат.-% Si (0-12.8 мас.-% Si) и температур от 300 до 1300°К. Исследование влияния атомного упорядочения на сопротивление одного из сплавов (13.2 ат.-% Si) показало (см. вставку на рис. 1.8), что атомное упорядочение приводит к уменьшению электросопротивления сплава ( $T_x-T_y$  — интервал температур упорядочения).

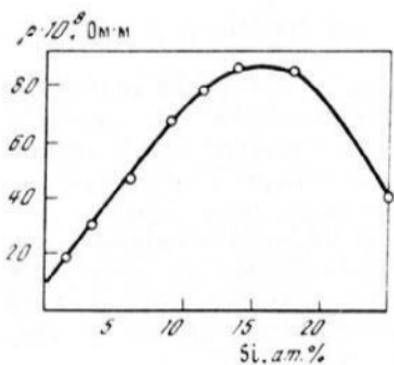


Рис. 1.7. Концентрационная зависимость удельного электросопротивления (Fe-Si)-сплавов при комнатной температуре [101]

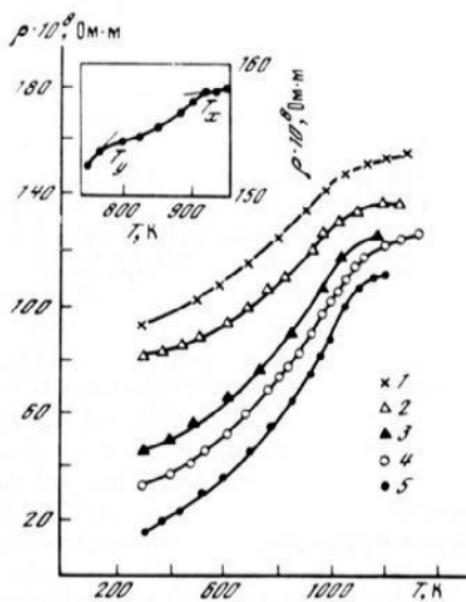


Рис. 1.8. Температурная зависимость удельного электросопротивления (Fe-Si)-сплавов разного состава [101]

Содержание Si, ат.-%: 1 - 13.02; 2 - 11.5; 3 - 9.7; 4 - 3.0; 5 - 0.8

## 1.5. Магнитные параметры железокремнистых сплавов

Магнитные свойства железокремнистых сплавов будут предметом детального рассмотрения на протяжении всей монографии, а потому в данном разделе мы остановимся лишь на некоторых общих понятиях.

(Fe-Si)-сплавы относятся к числу ферромагнитных веществ, в которых отдельные атомы обладают магнитными моментами  $\mu_A$ , причем эти моменты при некоторых условиях ориентируются параллельно друг другу. Атомные моменты  $\mu_A$  определенным образом складываются из орбитальных, связанных с движением вокруг атомов, и спиновых, связанных с вращением вокруг собственных осей электронов, входящих в состав атомов.

На образование  $\mu_A$  существенное влияние оказывает характер заполнения электронных оболочек атома (см. подробнее в: [23]), а в кристалле — также и кристаллические поля, окружающие атомы. В связи с этим характер магнетизма в разных веществах может быть совершенно различным. Прежде всего в силу характера заполнения электронных оболочек не всякое вещество может обладать результирующим атомным магнитным моментом. Такие моменты существуют лишь в веществах с частично заполненными электронными оболочками. Именно к веществам с незаполненными 3d-оболочками и относятся железокремнистые сплавы, в которых носителями элементарных магнитных моментов являются атомы Fe. Заметим, что в таких кристаллах элементарные магнитные моменты  $\mu_A$ , приходящиеся на один атом (см. подробнее: [21, 23]), связаны в основном со спиновым движением электронов в атоме, поскольку орбитальное движение электронов в них почти полностью заморожено. Величина  $\mu_A/\mu_B \approx 2.2$ , где  $\mu_B = e\hbar/(2mc) = 0.92732 \times 10^{-20}$  эрг · Гс<sup>-1</sup> (магнетон Бора);  $\hbar$  — постоянная Планка;  $c$  — скорость света;  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона соответственно.

Ферромагнитные свойства веществ связаны с упорядочением атомных магнитных моментов, заключающимся в выстраивании этих моментов параллельно друг другу. Такое упорядочение существует лишь в области температур ниже некоторой характерной температуры  $T_c$ , зависящей от свойств вещества и называемой температурой Кюри. Выше  $T_c$  магнитоупорядоченное состояние разрушается и вещество переходит в парамагнитное состояние. Температура Кюри связана с особым типом взаимодействия (обменного, см. гл. 2), существующего во всех магнитоупорядоченных веществах. Для Fe, а также FeSi эта температура достаточно высока (~ 700°C), хотя и лежит значительно ниже температуры их плавления. Таким образом, железокремнистые сплавы реально могут находиться как в магнитоупорядоченном, так и в магнитонеупорядоченном состояниях. Переход из неупорядоченного в упорядоченное состояние и обратно с изменением температуры происходит как фазовый переход второго рода. Температура Кюри существенно зависит от состава сплава. Эту зависимость иллюстрируют результата Фалло, приведенные в [11]:

mas.% Si	0	2,5	5,0	7,5	10
$T_c, ^\circ\text{C}$	760	750	720	670	600

Упорядочение элементарных магнитных моментов в ферромагнетиках приводит к существованию макроскопического магнитного момента.

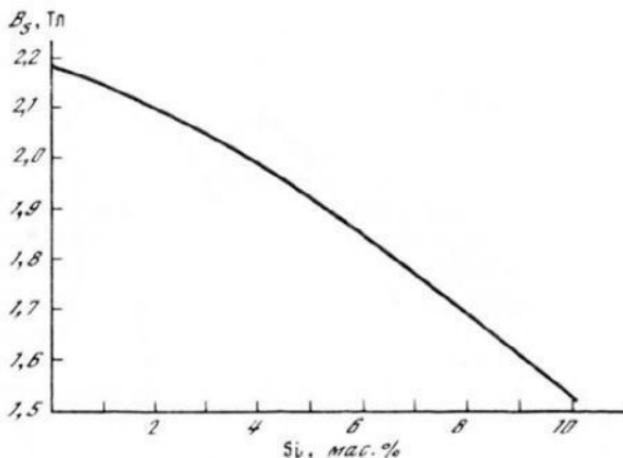


Рис. 1.9. Зависимость  $B_s = 4\pi M_s$  от содержания Si в (Fe-Si)-сплавах [11]

Этот момент, отнесенный к единице объема вещества, называют намагниченностью  $\mathbf{M}$ . Важно, что  $\mathbf{M}$  может существовать даже в отсутствие внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  и появляется самопроизвольно (спонтанно), как только температура ферромагнетика опускается ниже  $T_c$ . В связи с этим величину  $\mathbf{M}$  называют также самопроизвольной, или спонтанной, намагниченностью. В общем случае вектор  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r})$  является функцией точки с радиус-вектором  $\mathbf{r}$  (см. гл. 6). Однако в силу электростатической природы взаимодействия, приводящего к магнитному упорядочению (см. гл. 2),  $|\mathbf{M}| = M_s = \text{const}$ . Величину  $M_s$  называют намагниченностью насыщения. Она зависит от температуры и при  $T = 0$  К принимает максимальное значение  $M_s(0)$ , а в точке  $T = T_c$  обращается в нуль. Зависимость  $M_s$  от  $T$  можно найти в целом ряде монографий (см., напр.: [23]). В (Fe-Si)-сплавах  $M_s$  зависит от концентрации Si. Для примера такая зависимость приведена на рис. 1.9.

*Основные магнитные параметры ферромагнитных тел.* Несмотря на существование макроскопического магнитного момента и сил, ориентирующих его в кристалле (см. гл. 2), магнитный момент последнего может быть равным нулю. Это, как будет ясно из гл. 6, обусловлено разбиением образца на макроскопические области (домены), каждая из которых намагничена до насыщения. Под размагниченным состоянием образца обычно понимают состояние, в котором  $\bar{\mathbf{M}} = 0$ , причем

$$\bar{\mathbf{M}} = \frac{1}{V} \int \mathbf{M} d\mathbf{r}, \quad (1.7)$$

где черта над  $\mathbf{M}$  обозначает среднюю по всему объему образца намагниченность;  $V$  – объем образца. Как правило, экспериментально измеряют проекцию  $\mathbf{M}$  на направление внешнего магнитного поля. Эту величину, характеризующую намагниченность образца, обозначим буквой  $I$ .

Если первоначально к размагниченному образцу ( $I = 0$ ) приложить произвольно ориентированное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ , то с увеличе-

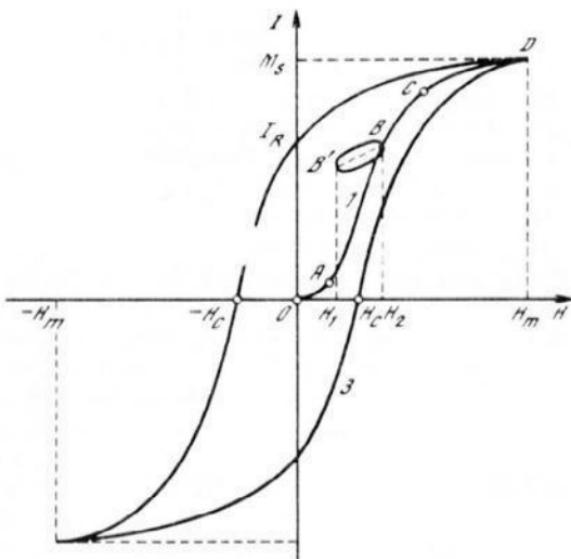


Рис. 1.10. Схематическое изображение кривой намагничивания (1) и предельной петли гистерезиса (находящая 2 и восходящая 3 ветви)

$H_c$  — коэрцитивная сила;  $I_R$  — остаточная намагниченность;  $M_s$  — намагниченность насыщения;  $H_m$  — поле магнитного насыщения образца (поле насыщения);  $B'B$  иллюстрирует гистерезис вблизи произвольной точки  $B$

нием его образец будет намагничиваться. При этом зависимость  $I$  от  $H$  (кривая намагничивания) будет иметь вид, схематически представленный на рис. 1.10.

Всю эту кривую можно разбить на несколько участков, на каждом из которых поведение  $I(H)$  различно. На начальном участке  $OA$  намагниченность изменяется обратимо и при уменьшении поля от значения, соответствующего точке  $A$ , до нуля снова возвращается в точку  $O$ . На этом участке  $I$  изменяется сравнительно медленно.

Отношение  $I/H = \chi_a$ , которое называет начальной восприимчивостью, практически не зависит от поля. Однако  $\chi_a$  зависит от свойств вещества и температуры, а ее величина характеризует способность ферромагнетика намагничиваться в области слабых магнитных полей. По мере дальнейшего повышения напряженности поля попадаем в интервал, где наблюдается резкое изменение  $I$  с увеличением  $H$  (участок  $AC$ ). Это изменение происходит необратимо: при циклическом изменении поля на этом участке (например, от  $H_1$  до  $H_2$  и обратно) намагниченность не проходит точки на кривой  $OAC$ , а описывает вне ее некую петлю с осью  $BB'$ . Наклон петли  $BB'$  определяет так называемую обратимую восприимчивость  $\chi_{ob}$ . Она характеризует способность ферромагнетика обратимо перемагничиваться при малых, но конечных изменениях  $H$  на любых участках кривой намагничивания.

В каждой точке кривой  $I(H)$  можно ввести также отношение  $I/H = \chi$ , представляющее собой полную восприимчивость образца. Однако в отли-

чие от  $\chi_d$ , определенной на участке  $OA$ , величина  $\chi$  зависит от  $H$  и является мерой изменения намагниченности под действием поля  $H$  в среднем на большом участке кривой намагниченности. Она, однако, не может дать конкретной информации о намагничиваемости вблизи любой точки кривой  $I(H)$ . Такой мерой вблизи любого магнитного состояния ферромагнетика с заданным  $I$  может служить дифференциальная восприимчивость

$$\chi_d = dI/dH. \quad (1.8)$$

Следующий за точкой  $C$  участок кривой намагничивания характеризуется медленным ростом намагниченности, которая постепенно приближается к намагниченности насыщением  $M_s$ . Поле, в котором  $I$  мало отличается от  $M_s$ , называют полем насыщения. На этом участке происходит быстрое падение  $\chi_{ob}$ ,  $\chi$ ,  $\chi_d$ .

Обычно помимо намагниченности экспериментально определяют также и магнитную индукцию

$$B = H + 4\pi I. \quad (1.9)$$

Начальные кривые  $B(H)$  (получаемые исходя из размагниченного состояния) имеют вид, аналогичный кривым  $I(H)$ . На них также можно выделить три рассмотренных участка. Мерой изменяемости индукции в данном случае служат величины  $\mu_a$ ,  $\mu_{ob}$ ,  $\mu_d$ ,  $\mu$ , которые называются соответственно начальной, обратимой, дифференциальной и полной проницаемостями. При этом  $\mu_a$  определяется, как правило, путем экстраполяции значений, полученных на начальном участке кривой  $B(H)$ , к нулевому полю. Величина ее зависит от температуры, состава и структурного состояния сплава. Величина  $\mu_{ob}$  получается подобно  $\chi_{ob}$ , но согласно кривой  $B(H)$ . Проницаемости  $\mu_d$  и  $\mu$  равны соответственно

$$\mu = B/H, \quad \mu_d = dB/dH. \quad (1.10)$$

Это с учетом (1.9) дает

$$\mu = 1 + 4\pi\chi, \quad \mu_d = 1 + 4\pi\chi_d. \quad (1.11)$$

Так же как и  $\chi$ , величина  $\mu$  зависит от  $H$ .

Вид кривых намагничивания ферромагнетиков, а следовательно, и величина проницаемостей существенно зависят от того, в каком кристаллографическом направлении происходит намагничивание кристалла. Существуют кристаллографические оси, вдоль которых кристалл намагничивается наиболее легко. Они называются осями легкого намагничивания. Такими осями в железе и железокремнистых сплавах являются оси типа [100], совпадающие с ребрами куба. Подобные кристаллы обычно называют магнитотрехосными в отличие от магнитодвухосных, например типа Со, где существует лишь одно кристаллическое направление, вдоль которого кристалл намагничивается наиболее легко.

Если исходя из намагниченного до насыщения состояния начать уменьшать внешнее магнитное поле, то процесс размагничивания образца будет описываться другой кривой  $I(H)$  (2 на рис. 1.10). Зависимость  $I(H)$  в ферромагнетике оказывается неоднозначной. Явление неоднозначной (необратимой) зависимости намагниченности ферромагнетика от внешнего магнитного поля при его циклическом изменении называ-

ют магнитным гистерезисом. Он приводит, в частности, и к тому, что при выключении поля ( $H = 0$ ) намагниченность образца не становится равной нулю, а принимает значение  $I_R$ , называемое остаточной намагниченностью. Для ее уничтожения необходимо приложить некоторое противоположное по знаку намагничивающему (обратное) поле, которое называют коэрцитивной силой  $H_c$ . Дальнейшее увеличение обратного поля до насыщающего ( $-H_m$ ) приводит к магнитному насыщению в противоположном направлении ( $-M_s$ ), а поведение  $I$  при изменении поля от  $-H_m$  до  $H_m$  описывается кривой 3 на рис. 1.10, которая вместе с кривой 2 образует замкнутую петлю — предельную петлю гистерезиса. Если используемые при циклическом перемагничивании поля меньше  $H_m$ , то зависимости  $I(H)$  будут описываться частными петлями гистерезиса, которые с ростом амплитуды  $H$  расширяются. Поскольку описанные петли характерны для достаточно медленных условий перемагничивания, при которых сохраняется квазиравновесная связь между  $I$  и  $H$ , их называют квазистатическими, или статическими.

Явление магнитного гистерезиса наблюдается не только при изменении поля по величине и знаку, но также и при его вращении. Этот гистерезис называется гистерезисом магнитного вращения, или вращательным гистерезисом. Он соответствует отставанию изменения направления  $M$  от изменения направления  $H$ . Гистерезис магнитного вращения возникает также при вращении образца относительно фиксированного направления  $H$ .

Общей причиной существования магнитного гистерезиса является наличие среди состояний ферромагнетика, отвечающих минимуму термодинамического потенциала, наряду со стабильными метастабильными состояниями и необратимых переходов между этими состояниями. Магнитный гистерезис можно рассматривать также как проявление ориентационных фазовых переходов первого рода по магнитному полю, для которых прямой и обратный переходы между фазами намагниченности в зависимости от напряженности магнитного поля происходят при различных ее значениях.

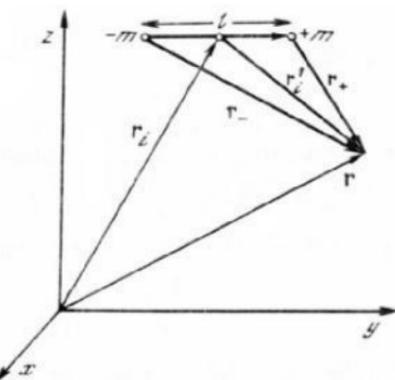
## Глава 2

### ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ОТВЕТСТВЕННЫЕ ЗА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

#### 2.1. Диполь-дипольное взаимодействие

Как отмечалось в разд. 1.5, в ферромагнетиках существуют элементарные (атомные) магнитные моменты  $\mu_A$ . Между этими моментами существует диполь-дипольное взаимодействие, энергию которого легко получить, если найти потенциал магнитного поля, создаваемого магнитным диполем в некоторой точке  $r$ . По аналогии с электрическим диполем дипольный магнитный момент можно наглядно представить как совокупность двух

Рис. 2.1. Схема, иллюстрирующая вычисление потенциала магнитного поля, создаваемого магнитным диполем в точке с радиус-вектором  $\mathbf{r}$ .



магнитных зарядов  $\pm m$  (положительного и отрицательного\*), находящихся на расстоянии  $l = |l|$  друг от друга, причем  $l$  направлен в сторону положительного заряда (рис. 2.1). Положение диполя будем характеризовать положением его центральной точки. Потенциал  $\tilde{\varphi}_i$ , создаваемый  $i$ -м диполем на большом расстоянии  $r'_i$  от него ( $r'_i \gg l$ ), можно представить в виде суммы потенциалов, создаваемых в одной и той же точке пространства  $\mathbf{r}$  положительными и отрицательными зарядами в отдельности так, что

$$\tilde{\varphi}_i = \frac{m}{r_+} - \frac{m}{r_-} \approx -\frac{\mu_{Ai}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|^2}, \quad (2.1)$$

где  $\mu_{Ai} = m l$  — магнитный дипольный момент  $i$ -го атома.

Полный потенциал  $\tilde{\varphi}$  в точке  $\mathbf{r}$  определяется путем суммирования по всем  $i$ . Он равен

$$\tilde{\varphi}(\mathbf{r}) = \sum_i \mu_{Ai} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|}. \quad (2.2)$$

Используя (2.2), можно получить  $\tilde{\varphi}$  в представлении сплошной среды. С этой целью прежде всего введем  $M_i = \mu_{Ai}/v_0$ , где  $v_0$  — объем ферромагнетика, приходящийся на один атом.

Производя далее замены

$$M_i \rightarrow M(\mathbf{r}'), \quad \mathbf{r}_i \rightarrow \mathbf{r}, \quad \sum_i \rightarrow \frac{1}{v_0} \int_V d\mathbf{r}' (\dots), \quad (2.3)$$

получим

$$\tilde{\varphi}(\mathbf{r}) = \int_V d\mathbf{r}' M(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2.4)$$

где  $V$  — объем ферромагнетика.

\*Экспериментально такие заряды (монополи) пока не найдены, так что их введение следует рассматривать лишь как удобный способ описания.

Потенциал (2.4) можно представить также в форме

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_{\Gamma} \frac{(-\operatorname{div} \mathbf{M})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r} + \int_{S_{\Gamma}} \frac{(\mathbf{M} \mathbf{n})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS_{\Gamma}, \quad (2.5)$$

где  $S_{\Gamma}$  – площадь поверхности, охватывающей объем  $\Gamma$  ферромагнетика.

Легко проверить, что  $\tilde{\varphi}$  является решением уравнения

$$\Delta \tilde{\varphi} = 4\pi \operatorname{div} \mathbf{M} \quad (2.6)$$

с соответствующими граничными условиями:

$$\tilde{\varphi}_+ = \tilde{\varphi}_-, -\mathbf{n} \frac{\partial \tilde{\varphi}_+}{\partial \mathbf{r}} + 4\pi \mathbf{M} \mathbf{n} = -\frac{\partial \tilde{\varphi}_-}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{n}, \quad (2.7)$$

где  $\mathbf{n}$  – вектор единичной нормали к поверхности  $S_{\Gamma}$ ; знаки +, – обозначают величины внутри и вне ферромагнетика соответственно;  $\Delta$  – оператор Лапласа.

Из (2.5) – (2.7) следует, что  $(-\operatorname{div} \mathbf{M})$  и  $(\mathbf{M} \mathbf{n})$  играют роль плотности внутриобъемных и поверхностных зарядов соответственно. Вводя величину

$$\mathbf{H}^{(m)} = -\nabla \tilde{\varphi} \quad (2.8)$$

из (2.6), получаем

$$\operatorname{div} \mathbf{H}^{(m)} = -4\pi \operatorname{div} \mathbf{M}. \quad (2.9)$$

Переходя к  $\mathbf{B} = \mathbf{H}^{(m)} + 4\pi \mathbf{M}$ , применяя операцию  $\operatorname{rot}$  к обеим частям (2.8), получаем

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}^{(m)} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (2.10)$$

Эти уравнения представляют собой уравнения магнитостатики, и величина  $\mathbf{H}^{(m)}$  имеет смысл магнитостатического поля. При этом в соответствии со вторым уравнением (2.7) нормальная составляющая магнитостатического поля терпит разрыв на поверхности ферромагнетика, в то время как из первого уравнения следует, что тангенциальная составляющая  $\mathbf{H}^{(m)}$  оказывается непрерывной, т.е. выполняются следующие граничные условия:

$$[\mathbf{H}_+^{(m)}, \mathbf{n}] = [\mathbf{H}_-^{(m)}, \mathbf{n}], \quad \mathbf{H}_+^{(m)} \mathbf{n} + 4\pi \mathbf{M} \mathbf{n} = \mathbf{H}_-^{(m)} \mathbf{n}. \quad (2.11)$$

Итак, найденный потенциал (2.5) является решением уравнений магнитостатики (2.10) с соответствующими граничными условиями (2.11).

Возвращаясь к микроскопическому выражению (2.2), для поля  $\mathbf{H}^{(m)}$  можно записать

$$H_{\beta}^{(m)}(r) = \sum_i \mu_{A_i}^{\alpha} \frac{\partial}{\partial r_{\beta}} \frac{\partial}{\partial r_{i\alpha}} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|}. \quad (2.12)$$

Здесь и ниже по дважды встречающимся индексам идет суммирование. Используя (2.12), можно записать энергию диполь-дипольного взаимодействия

$$E_M = -\frac{1}{2} \sum_j \mu_{A_j}^{\beta} H_{\beta}^{(m)}(r_j) = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \mu_{A_i}^{\alpha} \mu_{A_j}^{\beta} \frac{\partial^2}{\partial r_{j\beta} \partial r_{i\alpha}} R_{ij}^{-1}. \quad (2.13)$$

Если учесть, что  $\mu_A \sim \mu_B$ ,  $R_{ij} \sim a_0$ , где  $a_0$  – межатомное расстояние, то можно считать  $E_M \sim \mu_B^2/a^2$ . Поскольку  $\mu_B \sim 10^{-20}$  эрг/Гс, а  $a_0 \sim 10^{-8}$  см, то  $E_M \sim 10^{-16}$  эрг. Аналогично имеем оценку  $H^{(m)} \sim 10^4$  Э.

Введем достаточно малую макроскопическую длину  $\rho_M$ , удовлетворяющую условию  $a_0 \ll \rho_M \ll L_M$ , где  $L_M$  – расстояние, на котором может существенно изменяться  $M$ . Учитывая обозначение

$$v_0 \sum_{\substack{j \neq i \\ |R_{ij}| < \rho_M}} \frac{\partial^2}{\partial r_{\alpha i} \partial r_{\beta j}} R_{ij}^{-1} = \beta_{\alpha \beta}$$

и используя (2.12) в приближении сплошной среды для энергии дипольно-дипольного взаимодействия, имеем

$$E = -\frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} [\beta_{ij} M_i(\mathbf{r}) M_j(\mathbf{r}) + (4\pi/3) \mathbf{M}^2(\mathbf{r}) + \mathbf{M}(\mathbf{r}) H^{(m)}(\mathbf{r})]. \quad (2.14)$$

Первые два слагаемых зависят только от намагниченности, причем второе из них представляет собой энергию, связанную с так называемым полем Лоренца. Первое слагаемое зависит от ориентации намагниченности относительно кристаллографических осей и, следовательно, дает вклад в магнитную анизотропию, обусловленный диполь-дипольным взаимодействием. Последнее слагаемое в (2.14).

$$E_m = -\frac{1}{2} \int_V M(\mathbf{r}) H^{(m)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.15)$$

можно интерпретировать как энергию намагниченности в магнитостатическом поле. Эта энергия, как мы увидим далее, играет важную роль в формировании доменных структур.

Магнитостатическая энергия, а также магнитостатическое поле существенно зависят от формы образца, т.е. от его относительных размеров. Прежде всего это видно на примере однородно-намагниченных образцов. В этом случае, согласно (2.4) и (2.8):

$$H_i^{(m)}(\mathbf{r}) = -4\pi N_{ij}(\mathbf{r}) M_j, \quad (2.16)$$

где

$$N_{ij} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (2.17)$$

представляет собой тензор размагничивающих коэффициентов. В общем случае, как указано в (2.17), эта величина зависит от координат. Однако если тело имеет поверхность второго порядка, то  $N_{ij}$  не будут зависеть от  $\mathbf{r}$ . К телам такого типа относятся ферромагнетики в форме эллипсоидов, сфер, безграничных пластинок.

Если однородно-намагниченный ферромагнитный образец имеет форму шара, то путем простого интегрирования в (2.17) можно получить

$$N_{11} = N_{22} = N_{33} = \frac{1}{3}, \quad N_{ij} = 0, \quad i \neq j. \quad (2.18)$$

Для магнитостатического поля при этом имеем

$$H^{(m)} = -(4\pi/3) M_s, \quad (2.19)$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения ферромагнетика. Соответственно

плотность магнитостатической энергии ферромагнетика в форме шара оказывается равной

$$w_m = (2\pi/3)M_s^2. \quad (2.20)$$

что справедливо для тела любого размера.

В случае, если однородно-намагниченное тело имеет форму безграничной пластины (в направлениях  $x$  и  $y$ ), то непосредственно из (2.17), считая, что  $\mathbf{M}$  перпендикулярно поверхности пластины, имеем

$$N_{11} = N_{22} = 0, \quad N_{33} = 1. \quad (2.21)$$

Следовательно, для образца в форме пластины

$$H^{(m)} = -4\pi M_s, \quad w_m = 2\pi M_s^2. \quad (2.22)$$

Другие подробности о размагничивающих коэффициентах ферромагнетиков с поверхностью второго порядка можно найти, например, в [381].

Как отмечалось, если тело имеет более сложную поверхность, чем поверхность второго порядка, то в нем  $N_{ik}$  будут зависеть от  $\mathbf{r}$ . Сами формулы в этом случае оказываются, как правило, весьма громоздкими.

В заключение данного раздела заметим, что если, помимо собственных полей  $\mathbf{H}^{(m)}$ , имеются и внешние магнитные поля напряженностью  $\mathbf{H}_0$ , то намагниченность  $\mathbf{M}$  в таком поле также обладает некоторой энергией, которая может быть представлена в виде

$$E = - \int_V d\mathbf{r} \mathbf{M} \mathbf{H}_0. \quad (2.23)$$

Наряду с магнитостатической энергией эта энергия играет важную роль при рассмотрении различных свойств ферромагнетиков. В частности, учет такой энергии позволяет описать процессы намагничивания и перемагничивания ферромагнетиков, связанные, как мы увидим, или с движением междоменных границ и перестройкой доменной структуры, или с вращением вектора намагниченности.

Итак, рассмотренные чисто магнитные взаимодействия весьма важны, поскольку ответственны за целый ряд явлений в ферромагнетиках. Однако, как будет видно из следующего раздела, эти взаимодействия не способны объяснить самое природу ферромагнитного состояния вещества.

## 2.2. Молекулярное поле в ферромагнетике

Известно, что восприимчивость веществ со слабовзаимодействующими элементарными магнитными моментами очень мала ( $\chi \ll 1$ ). Это связано с тем, что намагничающему действию внешнего магнитного поля в таких веществах сильно препятствует тепловой разброс элементарных магнитных моментов по ориентациям. Чтобы намагнитить вещества с указанным слабым взаимодействием, необходимо приложить достаточно большие внешние магнитные поля, например порядка  $10^5$  Э.

Как мы видели в предыдущей главе, совсем иная ситуация имеется в магнитоупорядоченных веществах, в частности в описываемых в данной монографии железокремнистых сплавах. Действительно, в этих веществах иногда достаточно приложить сравнительно малое внешнее магнитное поле (например, порядка нескольких эрстед), чтобы намагнитить их практичес-

ки до насыщения. Более того, эти вещества могут оставаться в намагниченном состоянии даже при отсутствии внешнего магнитного поля.

Это обстоятельство навело Вейссса [437] на мысль о том, что элементарные моменты такого вещества уже в отсутствие внешнего магнитного поля практически выстроены в одном направлении. Согласно Вейссу, такой эффект может быть обусловлен неким внутренним молекулярным полем  $\mathbf{H}_{\text{мол}}$ , связанным с токами, текущими в каждой молекуле. Это поле должно быть пропорционально результирующему магнитному моменту единицы объема вещества (намагниченности  $M$ ):

$$\mathbf{H}_{\text{мол}} = b \mathbf{M}, \quad (2.24)$$

где  $b$  – некий коэффициент пропорциональности (см. далее), называемый константой молекулярного поля.

Сделанных предположений достаточно, чтобы объяснить целый ряд экспериментальных фактов, наблюдающихся в ферромагнетиках. Действительно, если элементарный магнитный момент ориентирован под углом  $\theta$  к полю  $\mathbf{H}_{\text{мол}}$ , параллельному оси  $z$ , то его энергию можно представить в виде

$$\epsilon_A = -\mu_A \mathbf{H}_{\text{мол}} = -\mu_A b H_{\text{мол}} \cos \theta. \quad (2.25)$$

Среднее значение  $\langle \mu_{Az} \rangle$  магнитного момента вдоль направления  $H_{\text{мол}}$ , согласно представлениям статистической физики, можно найти используя функцию распределения направлений элементарных магнитных моментов по углам:

$$f_\epsilon = c_f e^{-\epsilon_A / kT}, \quad (2.26)$$

$$c_f^{-1} = \int e^{-\epsilon_A / kT} d\Omega, \quad (2.27)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура по абсолютной шкале Кельвина;  $d\Omega$  – элемент телесного угла. В данном случае предполагается, что распределение ориентации  $\mu_A$  по углам является непрерывным. Итак:

$$\langle \mu_{Az} \rangle = \int \mu_{Az} e^{-\epsilon_A / kT} d\Omega. \quad (2.28)$$

Если в единице объема вещества имеется  $N$  моментов  $\mu_A$ , то, умножая  $\langle \mu_{Az} \rangle$  на  $N$ , можно получить намагниченность вещества  $M$ .

Имея в виду, что  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ , где  $\varphi$  – азимутальный угол, описывающий ориентацию  $\mu_A$ , и учитывая (2.26) – (2.28), получим

$$M = N \mu_A L(a_L), \quad (2.29)$$

где  $a_L = \mu_A b M / kT$ :

$$L(a_L) = \operatorname{cth} a_L - 1/a_L \quad (2.30)$$

– функция Ланжевена.

Переписав (2.29) в виде

$$\sigma = L(3\sigma/\tau), \quad (2.31)$$

где

$$\sigma = M/M_s; \quad \tau = T/T_c; \quad T_c = \mu_A^2 N b / 3k, \quad (2.32)$$

можно обнаружить, что (2.31) представляет собой трансцендентное уравнение для определения намагниченности  $M$ . Решение такого уравнения проще всего получить графически, нанеся на график правую и левую части

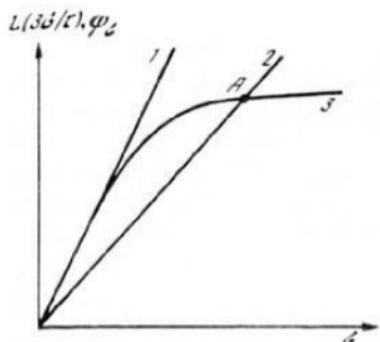


Рис. 2.2. Схема, иллюстрирующая возможные решения уравнения (2.31)

Решению этого уравнения соответствует точка пересечения  $A$  кривых  $2$  и  $3$ ;  $1$  — касательная к кривой  $L(3\sigma/\tau)$ ;  $2$  —  $\psi_\theta = \sigma$ ;  $3$  — кривая  $L(3\sigma/\tau)$

уравнения (2.31) (рис. 2.2). Из рисунка видно, что (2.31) допускает решение с  $M \neq 0$  (намагниченное в отсутствие внешнего магнитного поля состояние) в случае, когда угол наклона касательной к кривой  $L(3\sigma/\tau)$  в точке  $\sigma = 0$  оказывается больше угла наклона прямой  $\psi_\theta = \sigma$ . Только в этом случае имеется точка пересечения  $A$ , соответствующая решению (2.31). Поскольку тангенс угла наклона касательной равен

$$\frac{dL(3\sigma/\tau)}{d\sigma} \Big|_{\sigma=0} = \tau^{-1},$$

указанное условие существования намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля принимает вид

$$\tau^{-1} > 1,$$

или

$$T < T_c. \quad (2.33)$$

Таким образом, при наличии  $H_{\text{мол}}$  состояние с  $M \neq 0$  при  $H = 0$  существует, если температура  $T$  оказывается меньше некоторой характерной температуры  $T_c$ . Выше  $T_c$  состояния с  $M \neq 0$  невозможны. Качественно эти выводы согласуются с экспериментальными наблюдениями на целом ряде магнитных веществ, называемых ферромагнетиками. При этом температура  $T_c$  имеет смысл температуры Кюри (см. гл. 1). Используя экспериментальные значения  $T_c$  и формулу (2.32), можно оценить константу молекулярного поля  $b$ . Действительно, выбрав  $T_c \approx 10^3 \text{ К}$ ,  $\mu_B \approx 10^{-20} \text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1}$ ,  $k \approx 10^{-16} \text{ эрг/К}$ ,  $n \approx 10^{22} \text{ 1/см}^3$ , получим  $b \approx 10^5$ . Если взять  $M_s \approx 10^3 \text{ Гс}$ , характерное для ферромагнетиков, то, согласно (2.24), будем иметь  $H_{\text{мол}} \approx \approx 10^8 \text{ Э}$ . Таким образом, молекулярное поле должно быть необычно большим, чтобы объяснить существование спонтанно намагниченного состояния ферромагнетика. Диполь-дипольное взаимодействие не может дать таких больших полей, поскольку при том же  $M_s$ , что и ранее, указанное взаимодействие может обеспечить поля порядка  $10^4 \text{ Э}$  (см., напр.: (2.22)). Итак, возникает парадоксальная ситуация, когда чисто магнитное взаимодействие не способно объяснить ферромагнитное состояние вещества. Оцененным большим молекулярным полям соответствуют большие энергии взаимодействия, приводящие к ферромагнитному состоянию вещества. Соответствующие взаимодействия должны иметь порядок  $kT_c \approx 10^{-13} \text{ эрг}$ . Таким большим в кристалле может быть лишь электростатическое взаимо-

действие, которое по порядку величины равно  $e^2/a_0$ , где  $e$  – заряд электрона;  $a_0$  – межатомное расстояние. Если положить  $a_0 \sim 10^{-8}$  см, то имеем  $e^2/a_0 \sim 10^{-11}$  эрг.

Развитые представления легко обобщить на более реальную ситуацию, учитывающую пространственное квантование электронных орбит и спинового движения. Согласно представлениям квантовой механики, орбитальный и спиновый механические моменты и связанные с ними магнитные моменты могут ориентироваться относительно выделенной оси не под произвольными углами, как это записано в (2.29), где  $\theta$  – угол, принимающий непрерывные значения, а лишь в некоторых определенных (дискретных) направлениях. Учитывая это обстоятельство, вместо (2.29) получаем

$$M = Ng\mu_B SB_S, \quad x = g\mu_B SH_{\text{мол}}/kT, \quad (2.34)$$

где

$$B_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \operatorname{cth}\left(\frac{2S+1}{2S}x\right) - \frac{1}{2S} \operatorname{cth}\frac{x}{2S}. \quad (2.35)$$

В этих формулах  $S$  – спиновое квантовое число, характеризующее абсолютное значение полного спинового механического момента электронов в атоме;  $\mu_B$  – магнетон Бора;  $g$  – магнитомеханическое отношение (в единицах  $\mu_B/\hbar$ ). Величина  $B_S$  называется функцией Бриллюэна.

Анализ (2.34) показывает, что и в данном случае намагниченное в отсутствие внешнего магнитного поля состояние вещества существует лишь при  $T < T_c$ . Однако при этом

$$T_c = (b\mu_A^2 N/3k)(1 + 1/S).$$

Можно показать также, что вблизи  $T \approx T_c$  величина

$$M = M_S \gamma_S \left( \frac{T_c - T}{T_c} \right)^{1/2},$$

где  $\gamma_S = \sqrt{\frac{10}{3}} \frac{S+1}{\sqrt{(S+1)^2 + S^2}}$ ;  $\mu_A = g\mu_B S$ ;  $M_S = \mu_A N$ .

Такое поведение  $M$  качественно согласуется с экспериментом.

Заменяя в (2.34)  $H_{\text{мол}}$  на  $H = H_{\text{мол}} + H_0$ , приведенные результаты можно обобщить на случай наличия внешнего магнитного поля  $H_0$ . В рассматриваемой ситуации (2.34), (2.35) будут представлять собой неявное выражение для зависимости намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля. Изучим подробнее случай высоких температур, когда  $x \ll 1$ . Разлагая функцию Бриллюэна в ряд по  $x$ , получим

$$M = c'_k(H_0 + bM)/T, \quad (2.36)$$

где

$$c'_k = (N\mu_A^2/3k)(1 + 1/S). \quad (2.37)$$

Из (2.36) имеем

$$M = \chi H_0, \quad \chi = c'_k/(T - T_c). \quad (2.38)$$

Таким образом, по сравнению с обычным парамагнетиком восприимчивость ферромагнетиков при высоких температурах  $T > T_c$  имеет несколько иную температурную зависимость. Закон  $\chi \sim (T - T_c)^{-1}$  качест-

венно согласуется с экспериментом (см.: [23]) и в отличие от закона Кюри  $\chi \sim 1/T$  для парамагнетика называется законом Кюри–Вейса. Важно, что входящие в (2.38) величины  $T_c$  и  $C'_k$  (постоянная Кюри) оказались выраженными через микроскопические перемечные. Итак, представление о молекулярном поле позволяет качественно объяснить достаточно большой круг вопросов. Привлечение представлений о кластерах, а также использование таких общих законов, как закон подобия (скейлинг), дают возможность детальнее согласовать теорию с экспериментом. Однако все эти модели и соображения не проясняют природу взаимодействий, которые приводят к упорядоченному состоянию системы элементарных магнитных моментов вещества.

### 2.3. Обменное взаимодействие

В предыдущем разделе было показано, что по порядку величины энергия взаимодействия, которая должна быть ответственна за формирование молекулярного поля, оказывается соизмеримой лишь с энергией электростатического взаимодействия. Этот удивительный результат нашел свое объяснение только исходя из представлений квантовой физики. Оказалось, что энергия электростатического взаимодействия электронов в атоме существенно зависит от взаимной ориентации спинов отдельных электронов и, следовательно, от полного спина системы [295, 310]. Поскольку данный вопрос выходит за рамки предлагаемой монографии, мы лишь в общих чертах поясним физическую природу такой зависимости.

Если рассматривать два взаимодействующих однозелектронных атома, то из-за волновых свойств электронов всегда имеется вероятность встретить на данном атоме любой из двух электронов. Более того, фактически эти электроны неразличимы и совершают непрерывное движение между атомами (обмен). При этом не исключена ситуация, когда в один и тех же местах пространства в один и те же моменты времени могут находиться два электрона, т.е. они как бы имеют общую "орбиту", понимаемую в квантовомеханическом смысле. Это, согласно принципу Паули, возможно только при антипараллельной ориентации спинов. Если же спины электронов параллельны, то электронные орбиты индивидуализируются. Таким образом, согласно принципу Паули, распределение электрических зарядов в системе двух электронов, а следовательно, и их энергия электростатического взаимодействия будут существенно зависеть от взаимной ориентации спинов электронов, а потому и от полного спина системы. Разность частей энергии электростатического взаимодействия, соответствующую параллельной и антипараллельной ориентации спинов и зависящую от полного спина системы, называют обменной энергией. Взаимодействие, приводящее к существованию такой энергии, называют обменным взаимодействием. Первоначально такое взаимодействие было использовано Гитлером и Лондоном для объяснения сил связи в молекуле водорода (ссылки и подробности см. в: [23]).

Гайзенберг [310] обобщил расчеты спектра молекулы водорода на случай кристалла, состоящего из большого числа атомов. Результат был получен в предположении, что все атомы ферромагнетика содержат по одному электрону в основном состоянии и имеют спин, равный  $\frac{1}{2}$ . При этом спино-

вый гамильтониан ферромагнетика  $\hat{\mathcal{H}}_{\text{ex}}$  был представлен в виде суммы спиновых гамильтонианов различных пар атомов. Таким образом, было найдено

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{ex}} = -\frac{1}{2} \sum_{l \neq m} J_0(\mathbf{R}_{lm}) \hat{\mathbf{S}}_l \hat{\mathbf{S}}_m, \quad (2.39)$$

где  $\hat{\mathbf{S}}_l$  и  $\hat{\mathbf{S}}_m$  – операторы спиновых механических моментов атомов, находящихся в узлах  $l$  и  $m$  кристаллической решетки соответственно. Величина  $J_0(\mathbf{R}_{lm})$  называется обменным интегралом. Она зависит от расстояний между парами атомов  $\mathbf{R}_{lm}$ . Дробь  $\frac{1}{2}$  исключает двухкратный учет взаимодействия между двумя атомами одной и той же пары.

При параллельной ориентации спинов (магнитное упорядочение) минимум энергии основного состояния ферромагнетика достигается лишь при условии, когда обменный интеграл положительный, т.е.

$$J_0(\mathbf{R}_{lm}) > 0. \quad (2.40)$$

Интеграл  $J_0$  характеризует величину обменного взаимодействия и вычисляется как матричный элемент от электростатической энергии кристалла. При этом используются атомные волновые функции. В связи с тем, что отличный от нуля результат может получиться только благодаря перекрытию указанных волновых функций разных атомов, а эти функции экспоненциально спадают при увеличении  $\mathbf{R}_{lm}$  и, следовательно, перекрытие мало, то величина  $J_0$  оказывается значительно меньшей, чем величина энергии электростатического взаимодействия. Оценки дают значение  $J_0 \approx 10^{-13}$  эрг. Такие оценки приводят к правильным (согласующимся с экспериментом) порядкам величины температуры Кюри  $T_c$ , которая должна быть пропорциональной  $J_0/k$ .

Экспоненциальный спад волновых функций приводит также к тому, что обменное взаимодействие оказывается короткодействующим. В связи с этим достаточно учитывать лишь взаимодействие данного атома с его ближайшим окружением в кристаллической решетке. Это позволяет записать гамильтониан (2.39) в виде

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{ex}} = -\frac{J_0}{2} \sum_{l, \Delta} \hat{\mathbf{S}}_l \hat{\mathbf{S}}_{l+\Delta}, \quad (2.41)$$

где суммирование по  $\Delta$  означает суммирование по всем атомам, ближайшим к данному атому в узле  $l$ . Для всех пар атомов, взаимодействующих с данным, обменный интеграл считается одинаковым и равным  $J_0$ .

В силу своей электростатической природы обменное взаимодействие приводит только к параллельному упорядочению ориентаций спинов, т.е. к формированию результирующего магнитного момента, но оно не может фиксировать направление этого момента относительно кристаллографических направлений. Последнее означает, что обменное взаимодействие изотропно.

Отметим, наконец, что обменный гамильтониан (2.41) не только объясняет существование основного магнитного упорядоченного состояния ферромагнетика, но и дает правильное представление о его слабовозбужденных состояниях, находящихся вблизи основного, о чем свидетельствует большое число теоретических и экспериментальных исследований, в частности исследования распространения и возбуждения спиновых волн [7].

Помимо рассмотренного прямого обменного взаимодействия, возможны и так называемые косвенные обменные взаимодействия, когда два атома взаимодействуют друг с другом не непосредственно, а через промежуточные объекты. В проводящих ферромагнетиках такое взаимодействие между локализованными моментами, обуславливающее упорядочение ориентаций этих моментов, может осуществляться через электроны проводимости. Этот механизм независимо был предложен Рудерманом, Киттелем, Косуя и Иосида (см., напр.: [111]) и его называют РККИ-механизмом.

Известны также и механизмы косвенного обменного взаимодействия через немагнитные ионы (сверхобмен; Крамерс [341], Андерсон [232, 233]). Мы не будем подробно останавливаться на изложении физической сути этих механизмов, поскольку это выходит за рамки материала данной монографии. Интересующимся данной проблемой можно порекомендовать, например, монографию Вонсовского [23].

#### 2.4. Макроскопическая плотность неоднородной части обменной энергии

Из (2.41) с учетом (2.40) следует, что нарушение параллельного упорядочения спинов приводит к увеличению энергии обменного взаимодействия. В макроскопической феноменологической теории, на которой мы только и остановимся здесь, этот факт учитывают, считая, что плотность энергии ферромагнетика  $w$  зависит от градиентов намагниченности  $\partial M_i / \partial x_j$  ( $i, j$  пробегают по трем значениям координат), т.е.

$$w = w(\partial M_i / \partial x_j).$$

Далее, считая градиенты намагниченности малыми (намагниченность мало меняется по сравнению с ее абсолютной величиной на расстояниях порядка межатомных), т.е.  $aM_s^{-1} |\partial M_i / \partial x_j| \ll 1$ ,  $w$  можно разложить в ряд по этим градиентам. Надо иметь в виду, что коэффициенты разложения могут быть функциями намагниченности  $M$ . Тем не менее если ограничиться средами, обладающими центром инверсии, то нечетные по координатным производным слагаемые выпадут. Ограничиваюсь квадратичными по  $\partial M_i / \partial x_j$  слагаемыми, получим

$$w = w_0(M) + \frac{1}{2} \alpha_{lmkj} \frac{\partial M_l}{\partial x_m} \frac{\partial M_k}{\partial x_j} = w_0 + w_{\text{обм}}. \quad (2.42)$$

где  $w_0(M)$  – часть плотности энергии ферромагнетика, зависящая только от  $M$ . Учитывая изотропность обменного взаимодействия и полагая в соответствии с этим  $\alpha_{lmkj} = \alpha_{mj}\delta_{kl}$ , где  $\delta_{kl}$  – дельта-символ Кронекера, вторую часть (2.42) можно представить в виде

$$w_{\text{обм}} = \frac{1}{2} \alpha_{mj} \frac{\partial M}{\partial x_m} \frac{\partial M}{\partial x_j}. \quad (2.43)$$

Это и есть неоднородная часть плотности обменной энергии. Именно на такое значение увеличивается плотность обменной энергии, когда возникает неоднородное по кристаллу отклонение спинов от их параллельной ориентации, обусловленной взаимодействием (2.39). Величины  $\alpha_{mj}$  называют-

ся компонентами тензора обменных параметров. Число компонент этого тензора зависит от симметрии среды. В частности, для кристаллов кубической симметрии  $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33} = \alpha$ ,  $\alpha_{ik} = 0$ ,  $i \neq k$ , так что

$$W_{\text{обм}} = \frac{1}{2} \alpha \left[ \left( \frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial M}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial M}{\partial z} \right)^2 \right]. \quad (2.44)$$

Кроме обменного параметра  $\alpha$ , часто используют обменный параметр  $A$ , который связан с  $\alpha$  соотношением

$$A = \frac{1}{2} \alpha M_s^2. \quad (2.45)$$

Именно этот параметр обычно определяют экспериментально. Для широкого класса веществ его значение меняется в пределах  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  эрг/см.

Макроскопическое выражение для неоднородной части обменной энергии можно записать в виде

$$W_{\text{обм}} = \int_1 W_{\text{обм}} d\tau. \quad (2.46)$$

Аналогичное выражение для  $W_{\text{обм}}$  может быть получено и исходя из микроскопического выражения (2.39) (подробности см. в: [7]). Это позволяет связать  $\alpha_{ik}$  с обменным интегралом:

$$\alpha_{ik} = \frac{1}{2(2\mu_B)^2} \int J(r) x_i x_k d\tau,$$

откуда для  $\alpha_{ik}$  получаем оценку

$$\alpha_{ik} \approx \frac{J a_0^2}{\mu_B M_s(0)},$$

где  $M_s(0)$  – намагниченность насыщения при температуре абсолютного нуля;  $a_0$  – параметр кристаллической решетки. Имея в виду, что  $J_0 \approx \approx 10^{-13}$  эрг,  $a_0 \approx 10^{-8}$  см,  $\mu_B \approx 10^{-20}$  эрг Гс,  $M_s \approx 10^3$  Гс, имеем  $\alpha \approx \approx 10^{-12}$  см<sup>2</sup> и  $A \approx 10^{-6}$  эрг/см, что по порядку величины согласуется с соответствующими экспериментальными значениями обменных параметров, например Fe. В заключение данного раздела заметим, что неоднородная часть обменного взаимодействия играет определенную роль при формировании структуры доменных стенок в ферромагнетиках.

## 2.5. Спин-орбитальное взаимодействие и кристаллографическая магнитная анизотропия

Рассмотренное в предыдущем разделе обменное взаимодействие, как уже отмечалось, является изотропным и не может привести к фиксации направления возникающего результирующего магнитного момента ферромагнетика. Между тем, согласно существующим экспериментальным данным, в кристалле всегда имеются направления предпочтительной ориентации  $M$ . Эти направления называются осями легкого намагничивания (ОЛН). Если кристалл намагнчен вдоль направления, составляющего некоторый угол с одной из ОЛН, то его энергия получается большей, чем энергия, соответствующая ориентации  $M$  вдоль ОЛН. Таким образом, часть энергии ферромагнетика оказывается зависящей от ориентации намагниченности. Ее называют энергией анизотропии. Природа анизотропии связана с

релятивистскими взаимодействиями. В разд. 2.1 было установлено, что вклад в энергию анизотропии может проходить, в частности, от диполь-дипольного взаимодействия. Однако, как правило, объяснить экспериментально наблюдаемую величину анизотропии только привлечением диполь-дипольного (спин-спинового) взаимодействия не удается. В настоящее время считается, что природа магнитной анизотропии в основном связана с двумя явлениями: спин-орбитальным взаимодействием и частичным замораживанием орбитального движения электронов. Спин-орбитальное взаимодействие наряду со спин-спиновым является еще одним типом релятивистских взаимодействий, энергия которых мала по сравнению с электростатическим внутриатомным взаимодействием.

Магнитные моменты, связанные с орбитальным движением электронов вокруг ядер, взаимодействуют с кристаллической решеткой через электростатические поля вследствие перекрытия электронных орбит соседних атомов. Благодаря этому взаимодействию орбитальные моменты "чувствуют" симметрию кристаллической решетки, взаимодействие спиновых и орбитальных моментов атомов, что в кристалле приводит к тому, что намагниченность ферромагнетика также "чувствует" симметрию кристаллической решетки. Сказанное качественно выявляет генезис магнитной кристаллографической анизотропии.

В изолированном многоэлектронном атоме в случае, если спин-орбитальное взаимодействие достаточно мало по сравнению с электростатическим взаимодействием между электронами в оболочке атома, полные орбитальный  $\mathbf{L}$  и спиновый  $\mathbf{S}$  механические моменты атома формируются сложением соответственно орбитальных и спиновых магнитных моментов отдельных электронов. Затем путем сложения  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  формируется полный механический момент электронной оболочки  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ . Такой способ сложения моментов соответствует так называемой рассел-саундеровской связи ( $\mathbf{LS}$ -связь). Он не пригоден лишь для тяжелых элементов.

В случае  $\mathbf{LS}$ -связи гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в атоме может быть представлен в виде (см.: [121])

$$w_{SL} = \lambda_E \mathbf{S} \cdot \mathbf{L}. \quad (2.47)$$

Причем величина  $\lambda_E$  представляет константу спин-орбитальной связи:

$$\lambda_E \sim \left( \frac{Z_p e^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{me^4}{h^2} \frac{1}{2S}. \quad (2.48)$$

В (2.48)  $Z_p$  – заряд ядра;  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона соответственно;  $c$  – скорость света;  $\hbar = h/2\pi$ ;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $S$  – полный спин, приходящийся на атом (спиновое квантовое число, характеризующее  $|\mathbf{S}|$ ). Оценки, согласно (2.47), для изолированных атомов приводят к энергии анизотропии порядка  $10^{-14}$  эрг, что во многих случаях превышает обычно наблюдаемое значение энергии анизотропии. Этот факт, а также в основном спиновая природа элементарных магнитных моментов железа связаны с тем, что при объединении изолированных атомов в кристалл на каждый из этих атомов начинают действовать поля, обусловленные существованием других атомов (кристаллические поля). В такой ситуации в нулевом приближении по спин-орбитальному взаимодействию действие кристаллического поля приводит к тому, что среднее значение  $\mathbf{L}$  оказывается равным

нулю (эффект "замораживания" орбитального движения, см. подробнее в: [23]). Таким образом, в нулевом приближении вклад в энергию электронов кристалла от спин-орбитального взаимодействия оказывается равным нулю. Однако при учете членов следующего порядка по теории возмущений спин-орбитальное взаимодействие приводит к изменению орбитального движения электронов и, следовательно, к частичному "размораживанию" орбит, в результате чего лишь во втором приближении возникает вклад в энергию электронов от спин-орбитального взаимодействия, приводящий к анизотропии.

Следует, однако, заметить, что микроскопическая теория кристаллографической анизотропии все еще далека от своего завершения, особенно это касается металлических ферромагнетиков, таких, как Fe. В связи с этим во многих случаях полезно пользоваться феноменологическим выражением для энергии анизотропии. Такое выражение может быть получено путем разложения части энергии кристалла, зависящей от намагниченности, по направляющим косинусам  $\mathbf{M}$ . Поскольку нас интересуют лишь железокремнистые стали, обладающие кубической симметрией, мы ограничимся записью феноменологического выражения для плотности энергии анизотропии только для кристаллов указанной симметрии. Имеем

$$w_{\mathcal{K}} = \mathcal{K}_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + \mathcal{K}_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \mathcal{K}_3(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2)^2 + \dots \quad (2.49)$$

Здесь  $\mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2, \mathcal{K}_3$  — первая, вторая и третья константа анизотропии;  $\alpha_i$  — направляющие косинусы намагниченности  $\mathbf{M}$  относительно главных кристаллографических осей (оси типа  $\langle 100 \rangle$ ).

Имея в виду, что  $\alpha_i = M_i/M_s$ , где  $i = 1, 2, 3$ , выражение для  $w_{\mathcal{K}}$  можно представить также в виде

$$\begin{aligned} w_{\mathcal{K}} = & \frac{\beta_{1A}}{2M_s^2} (M_1^2 M_2^2 + M_1^2 M_3^2 + M_2^2 M_3^2) + \frac{\beta_{2A}}{2M_s^4} M_1^2 M_2^2 M_3^2 + \\ & + \frac{\beta_{3A}}{2M_s^6} (M_1^2 M_2^2 + M_1^2 M_3^2 + M_2^2 M_3^2)^2, \end{aligned} \quad (2.50)$$

где

$$\beta_{1A} = 2\mathcal{K}_1/M_s^2; \quad \beta_{2A} = 2\mathcal{K}_2/M_s^2; \quad \beta_{3A} = 2\mathcal{K}_3/M_s^2. \quad (2.51)$$

Слагаемые с более высокими степенями намагниченности редко оказывают влияние на магнитные свойства вещества.

При получении  $w_{\mathcal{K}}$  учтено, что при замене  $t$  на  $-t$  энергия не должна изменяться. Поскольку при этом  $\mathbf{M}$  заменяется на  $-\mathbf{M}$ , нечетные степени  $\mathbf{M}$  в  $w_{\mathcal{K}}$  существовать не могут.

Константы  $\mathcal{K}_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ , зависят от температуры и состава сплавов. Температурная зависимость анизотропии железокремнистых сплавов изменилась в интервале температур  $0 < T < 300$  К. На рис. 2.3 показана соответствующая температурная зависимость  $\mathcal{K}_1$ , полученная в [229].

Концентрационная зависимость  $\mathcal{K}_1$  железокремнистых сплавов по данным различных авторов [229, 237, 298, 307, 412, 438] построена на рис. 2.4. Видно, что с увеличением содержания кремния  $\mathcal{K}_1$  падает. Это падение становится особенно резким, когда содержание кремния превышает 2 мас.%.

Возвращаясь к (2.49), заметим, что если намагниченность  $\mathbf{M}$  ориентирована

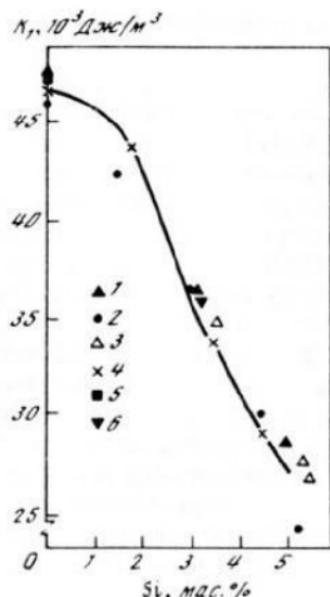
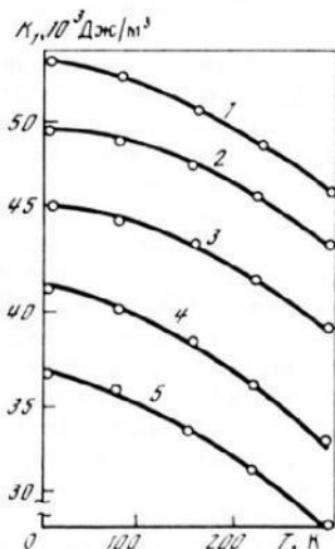


Рис. 2.3. Температурная зависимость первой константы анизотропии ( $\text{Fe}-\text{Si}$ )-сплавов разного состава

Si, мас.%: 1 – 0; 2 – 1.75; 3 – 2.46; 4 – 3.56; 5 – 4.59

Рис. 2.4. Зависимость первой константы анизотропии  $K_1$  ( $\text{Fe}-\text{Si}$ )-сплавов от содержания Si по данным разных авторов

1 – [237]; 2 – [307]; 3 – [412]; 4 – [438]; 5 – [229]; 6 – [298]

вана вдоль кристаллографической оси  $[001]$ , то  $w_{\mathcal{K}} = 0$ . Однако если  $\mathbf{M}$  ориентирована вдоль направлений  $[110]$  или  $[111]$ , то получаем  $w_{\mathcal{K}} = \mathcal{K}_1$  и  $w_{\mathcal{K}} = 3\mathcal{K}_1 + \mathcal{K}_2$  соответственно. Для Fe, а также для ( $\text{Fe}-\text{Si}$ )-сплавов, например с 3 мас.% Si, в широкой области температур  $3\mathcal{K}_1 + \mathcal{K}_2 > 0$ ,  $\mathcal{K}_1 > 0$ . Отсюда следует, что энергия анизотропии оказывается наименьшей вдоль кристаллографической оси  $[100]$ . Ясно, что в силу кубической симметрии кристалла аналогичный вывод можно сделать и для случаев, когда  $\mathbf{M}$  ориентировано вдоль осей  $[010]$  и  $[001]$ . Более детальный анализ (минимизация (2.49) по углам, описывающим ориентацию  $\mathbf{M}$  относительно кристаллографических осей) показывает, что направлениям  $\mathbf{M}$  вдоль осей  $\langle 100 \rangle$  отвечают минимумы энергии анизотропии. Это означает, что оси  $[100]$ ,  $[001]$  и  $[010]$  (ребра кубической ячейки кристалла) являются осями легкого намагничивания. Это справедливо как для Fe, так и для ( $\text{Fe}-\text{Si}$ )-сплавов, например с 3 мас.% Si, в широкой области температур.

## МАГНИТОСТРИКЦИЯ И МАГНИТОУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

### 3.1. Явление магнитострикции и его природа

Появление спонтанной намагниченности при охлаждении ферромагнетика ниже температуры Кюри сопровождается появлением спонтанных деформаций кристаллической решетки. Это явление называют спонтанной магнитострикцией или термострикцией. В более общем смысле под магнитострикцией понимают любые искажения кристаллической решетки, связанные с изменениями магнитного состояния ферромагнетика. В частности, если к ферромагнетику приложить внешнее магнитное поле, то его первоначальное магнитное состояние изменится, что, вообще говоря, приведет к деформациям решетки. При этом могут происходить как изменения линейных размеров  $l$  кристалла (линейная магнитострикция), так и изменения его объема  $v$  (объемная магнитострикция). Линейную магнитострикцию характеризуют относительным изменением линейного размера образца  $\delta l/l$  в каком-либо направлении. Аналогично объемную магнитострикцию описывают величиной  $\delta v/v$ , представляющей собой относительное изменение объема ферромагнетика.

Различают продольную и поперечную линейные магнитострикции, под которыми понимают соответственно изменение линейных размеров образца вдоль и поперек направления намагничивающего поля  $H_0$ . Продольную магнитострикцию называют также эффектом Джоуля.

Опыт показывает, что спонтанная магнитострикция зависит от величины и направления намагниченности ферромагнетика. В соответствии с этим различают изотропную и анизотропную части магнитострикций.

В отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнетик может находиться в состоянии, в котором его средняя по всему объему намагниченность  $\mathbf{I} = \bar{\mathbf{M}}$  оказывается равной нулю (размагниченное состояние). Каждущееся несоответствие этого экспериментального факта факту существования спонтанной намагниченности, обусловленной обменным взаимодействием, было преодолено еще Вейссом [437], сделавшим предположение о разбиении ферромагнетика на малые, но макроскопические области, спонтанно намагниченные до насыщения (подробнее см. гл. 6). В каждой такой области (домене) спонтанная намагниченность может иметь свое собственное направление, отличное от направления  $\mathbf{M}$  в соседних доменах, так что в среднем по образцу при  $H_0 = 0$  намагниченность может оказаться равной нулю. В связи со сказанным всегда спонтанно деформированы лишь области внутри отдельных доменов. Средняя по всем доменам магнитострикция (ее иногда называют технической) может оказаться равной нулю. Если исходя из такого состояния начать увеличивать  $H_0$ , магнитострикция будет изменяться, описывая некую кривую (кривая магнитострикции), пока не достигнет насыщения. Типичный вид соответствующей кривой для ферромагнетиков приведен в [169].

Изменение магнитного состояния при увеличении  $H_0$  может быть связано как с перераспределением объемов доменов (см. подробнее разд. 5.6),

так и с поворотом векторов намагниченности к направлению поля. Иными словами, процесс формирования магнитострикции реального многодоменного образца оказывается довольно сложным, а потому, чтобы разобраться в нем, необходимо прежде всего рассмотреть явление магнитострикции в отдельной спонтанно намагниченной области.

Помимо спонтанной магнитострикции, являющейся основной (наибольшей по величине), имеются и другие типы магнитострикций. Так, если после достижения магнитного насыщения продолжать увеличивать внешнее магнитное поле, то возникает процесс, который приводит к дальнейшему небольшому росту намагниченности. Этот процесс называют истинным намагничиванием. По своей природе он схож с процессом намагничивания парамагнетиков, когда ориентирующее действие внешнего магнитного поля направлено на преодоление влияния теплового движения, разориентирующего элементарные магнитные диполи. Магнитострикцию, связанную с указанным изменением намагниченности, называют вынужденной, или истинной. Используют также термин "магнитострикция парапроцесса".

Экспериментально обнаружено также, что если образцы одного и того же вещества имеют различную форму, то их относительные деформации при прочих равных условиях оказываются разными. Этот магнитострикционный эффект называют эффектом формы. В качестве меры магнитострикционного эффекта формы можно использовать, например, разность относительных продольных деформаций образца в форме сферы и длинного стержня, измеренных при одинаковых условиях.

Магнитострикция является следствием зависимости магнитной части энергии ферромагнетика, связанной с обменным и релятивистскими (спин-спиновым и спин-орбитальным) взаимодействиями, от деформаций. Действительно, деформации решетки приводят к изменению относительного расположения атомов, что сразу отражается на указанных взаимодействиях. При этом следует иметь в виду, что хотя обменное взаимодействие существенно превосходит по величине релятивистские взаимодействия, тем не менее вклад от него в магнитострикцию оказывается или сравним (магнитодионосные кристаллы), или даже существенно меньше (магнитомногоосные кристаллы) вклада, обусловленного релятивистскими взаимодействиями. Это связано с тем, что изменение обменного взаимодействия может происходить лишь благодаря изменению абсолютной величины  $M$ , а не его направления. В свою очередь, изменение абсолютной величины  $M$  может осуществляться только в достаточно сильных магнитных полях, более сильных, чем поля, которые необходимы для изменения направления намагниченности, особенно если кристалл имеет кубическую симметрию. В таких кристаллах анизотропия, как правило, меньше, чем анизотропия магнитодионосных ферромагнетиков.

Анизотропию магнитострикции, о которой упоминалось в начале раздела, естественно связать с релятивистскими взаимодействиями. При этом, как и в случае естественной кристаллографической анизотропии, анизотропия спонтанной магнитострикции в основном связана со спин-орбитальным взаимодействием. Эффекты, обусловленные обменным и спин-орбитальным взаимодействиями, в силу короткодействующего характера этих взаимодействий определяются только свойствами вещества. Иное положение дел должно быть при учете диполь-дипольного взаимодействия. Вследствие

своего дальнодействующего характера оно является чувствительным к форме образца. Следовательно, именно диполь-дипольное взаимодействие определяет магнитострикционный эффект формы.

В заключение данного раздела заметим, что относительные линейные магнитострикционные деформации весьма малы, порядка  $10^{-6}$ – $10^{-5}$ . Еще меньше относительное изменение объема. Тем не менее магнитострикция играет весьма важную роль в различных магнитных явлениях. В настоящее время явление магнитострикции имеет и важные практические приложения.

### 3.2. Магнитоупругое взаимодействие

Как уже отмечалось, учесть явление магнитострикции можно, приняв во внимание зависимость плотности энергии ферромагнетика от деформаций. Для части плотности этой энергии, зависящей только от направляющих косинусов намагниченности  $\mathbf{M}$  и деформаций  $\epsilon_{ij}$ , запишем

$$w_0 = w_0(\mathbf{M}, \epsilon_{ij}). \quad (3.1)$$

Считая деформации  $\epsilon_{ij}$  малыми и разлагая по ним (3.1) в ряд, получим

$$w_0 = w_0(\mathbf{M}) + \lambda_{ij}(\mathbf{M}) \epsilon_{ij} + \lambda_{ilm}^e(\mathbf{M}) \epsilon_{ij} \epsilon_{lm}. \quad (3.2)$$

Здесь  $w_0(\mathbf{M})$  – часть плотности энергии ферромагнетика, зависящая только от  $\mathbf{M}$  (см. также (2.42)), которая может быть записана в виде

$$w_0(M) = f_M(M^2) + w_{\mathcal{K}}, \quad (3.3)$$

причем  $w_{\mathcal{K}}$  представляет плотность энергии анизотропии (см. (2.49) и (2.50)), а  $f_M(M^2)$  зависит только от абсолютной величины намагниченности, и ее появление связано с обменным взаимодействием.

Последнее слагаемое в (3.2) содержит величину  $\lambda_{ilm}^e(\mathbf{M})$ , представляющую собой тензор модулей упругости. Вообще говоря, в ферромагнетике этот тензор также является функцией намагниченности. Однако эта зависимость слабая, поскольку магнитные взаимодействия, дающие вклад в такую зависимость, на несколько порядков величины меньше электростатических взаимодействий, определяющих основной вклад в величину модулей упругости. Таким образом, фактически последнее слагаемое представляет собой уже рассмотренную нами в гл. 1 плотность энергии ферромагнетика. Следовательно, новым в выражении (3.2) является лишь слагаемое

$$w_{\mathcal{M}Y} = \lambda_{ij}(\mathbf{M}) \epsilon_{ij}, \quad (3.4)$$

которое представляет собой плотность магнитоупругой энергии ферромагнетика. Входящий сюда тензор второго ранга  $\lambda_{ij}(\mathbf{M})$  зависит от измагниченности.

Заметим, что рассмотренный подход, основанный на представлениях о зависимости  $w_0$  от тензора деформаций, вообще говоря, неточен. Он позволяет объяснить большой круг статических и квазистатических явлений. При исследовании же динамического и в особенности высокочастотного поведения ферромагнетиков такой подход приводит к потере целого ряда самостоятельных физических явлений. На это обстоятельство впервые внимание было обращено Власовым [18], который показал, что

более точное рассмотрение приводит, например, к появлению даже в кристаллах высокой симметрии (в частности, кубических) совершенно новых компонент модулей упругости типа  $\lambda_{1332}^{(0)}$ , аналога которым нет для ситуации, когда частота динамического процесса  $\omega \rightarrow 0$ . С существованием таких модулей связано новое явление — акустический фарадей-эффект [19].

Наличие в динамическом режиме переменного вращательного момента, действующего на намагниченность, в силу закона сохранения полного момента количества движения ферромагнетика с неизбежностью приводит к существованию антисимметричных динамических напряжений, которые также не следуют из (3.2).

Наиболее строгое рассмотрение магнитоупругого взаимодействия, позволяющее учесть указанное, а также целый ряд других явлений, было выполнено в работах [19, 429] (см. также: [7]).

В данной монографии мы не будем интересоваться указанными явлениями и ограничимся более простой ситуацией, описываемой соотношением (3.2).

Представим (3.4) в виде разложения по степеням намагниченности  $M$ . Учитывая, что энергия ферромагнетика должна быть инвариантна по отношению к операции инверсии времени  $t \rightarrow -t$  и что при  $t \rightarrow -t$  величина  $M$  заменяется на  $-M$ , в указанном разложении необходимо оставить только слагаемые с четными степенями по намагниченности. Имеем

$$w_{M\gamma} = \lambda_{ij}^{(0)} \epsilon_{ij} + \lambda_{ijlm}^{(0)} M_i M_j \epsilon_{lm} + \lambda_{ijsnlm}^{(0)} M_i M_j M_s M_n \epsilon_{lm}. \quad (3.5)$$

Входящие сюда коэффициенты разложения  $\lambda_{ijlm}^{(0)}$  и  $\lambda_{ijsnlm}^{(0)}$ , представляющие собой тензоры четвертого и шестого ранга, определяются свойствами вещества и, вообще говоря, зависят от температуры. Именно с отличием от нуля этих величин и связано существование магнитоупругой связи. Число отличных от нуля и независимых компонент указанных тензоров определяется свойствами симметрии среды. Поскольку железокремнистые стали имеют кристаллическую решетку, обладающую кубической симметрией, мы ограничимся рассмотрением конкретных свойств магнитоупругой энергии только для кристаллов кубической симметрии.

Для рассматриваемых кристаллов тензор  $\lambda_{ijlm}^{(0)}$  имеет лишь следующие три, отличные от нуля, независимые компоненты:

$$\lambda_1 = \lambda_{1111}^{(0)}, \quad \lambda_2 = \lambda_{1122}^{(0)}, \quad \lambda_3 = \lambda_{1212}^{(0)}. \quad (3.6)$$

Остальные отличные от нуля компоненты выражаются через три указанные. Среди отличных от нуля компонент тензора шестого ранга  $\lambda_{ijsnlm}^{(0)}$  в качестве независимых можно выбрать шесть следующих:

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \lambda_{111111}^{(0)}, & \Lambda_2 &= \lambda_{112211}^{(0)}, & \Lambda_3 &= \lambda_{112233}^{(0)}, \\ \Lambda_4 &= \lambda_{112323}^{(0)}, & \Lambda_5 &= \lambda_{121112}^{(0)}, & \Lambda_6 &= \lambda_{111122}^{(0)}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Другие, отличные от нуля, компоненты этого тензора могут быть выражены через приведенные.

Обратим теперь внимание на то, что в (3.5) входит также величина  $\lambda_{ij}^{(0)}$ . Для немагнитного кристалла, находящегося в состоянии упругого равновесия, в отсутствие внешних сил эта величина должна быть равной

нулю. В ферромагнитном кристалле при определении равновесного состояния необходимо в общем случае учитывать также и магнитный вклад. Иными словами, в общем случае в ферромагнитном кристалле в равновесном состоянии будет равна нулю некоторая перенормированная за счет магнитного вклада величина  $\lambda_{ij}^{(0)}$ . В соответствии с этим мы пока оставим  $\lambda_{ij}^{(0)}$ . Заметим лишь, что в кристалле кубической симметрии  $\lambda_{ij}^{(0)} = A_0 \delta_{ij}$ , где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера;  $A_0$  — некоторая константа.

Итак, используя (3.6), (3.7), плотность магнитоупругой энергии (3.5) можно представить в виде

$$\begin{aligned} w_{\text{МУ}} = & A_0 \tilde{\omega} + \lambda_1 (M_1^2 \epsilon_{11} + M_2^2 \epsilon_{22} + M_3^2 \epsilon_{33}) + \lambda_2 [(M_1^2 + M_3^2) \epsilon_{11} + \\ & + (M_1^2 + M_3^2) \epsilon_{22} + (M_1^2 + M_2^2) \epsilon_{33}] + 4\lambda_3 (M_1 M_2 \epsilon_{12} + M_1 M_3 \epsilon_{13} + \\ & + M_2 M_3 \epsilon_{23}) + \tilde{\omega} \Lambda_6 (M_1^4 + M_2^4 + M_3^4) + (\lambda_1 - \lambda_6) (\epsilon_{11} M_1^4 + \epsilon_{22} M_2^4 + \\ & + \epsilon_{33} M_3^4) + 6\lambda_2 [M_1^2 M_2^2 (\epsilon_{11} + \epsilon_{22}) + M_1^2 M_3^2 (\epsilon_{11} + \epsilon_{33}) + \\ & + M_2^2 M_3^2 (\epsilon_{22} + \epsilon_{33})] + 6\lambda_3 (M_1^2 M_3^2 \epsilon_{12} + M_1^2 M_2^2 \epsilon_{13} + M_2^2 M_3^2 \epsilon_{21}) + \\ & + 8\lambda_5 [M_1 M_2 \epsilon_{12} (M_1^2 + M_2^2) + M_1 M_3 \epsilon_{13} (M_1^2 + M_3^2) + M_2 M_3 \epsilon_{23} (M_2^2 + M_3^2)] + \\ & + 24\lambda_4 (M_1^2 M_2 M_3 \epsilon_{23} + M_2^2 M_1 M_3 \epsilon_{13} + M_3^2 M_1 M_2 \epsilon_{12}), \end{aligned} \quad (3.8)$$

где

$$\tilde{\omega} = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33} \quad (3.9)$$

представляет собой относительное изменение объема образца  $\Delta V/V$ , связанное с его деформацией.

Далее введем направляющие косинусы намагниченности  $\alpha_i = M_i / M_s$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Используя постоянство  $M^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2$ , выражение (3.8) можно существенно упростить:

$$\begin{aligned} w_{\text{МУ}} = & b_0 \tilde{\omega} + b_1 (\alpha_1^2 \epsilon_{11} + \alpha_2^2 \epsilon_{22} + \alpha_3^2 \epsilon_{33} - \frac{1}{3} \tilde{\omega}) + \\ & + b_2 (\alpha_1 \alpha_2 \epsilon_{12} + \alpha_1 \alpha_3 \epsilon_{13} + \alpha_2 \alpha_3 \epsilon_{23}) + b_3 \tilde{S} \tilde{\omega} + \\ & + b_4 [(\alpha_1^4 \epsilon_{11} + \alpha_2^4 \epsilon_{22} + \alpha_3^4 \epsilon_{33}) + \tilde{\omega} (2 \tilde{S} - \frac{1}{3})] + \\ & + b_5 (\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3^2 \epsilon_{12} + \alpha_1 \alpha_3 \alpha_2^2 \epsilon_{13} + \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1^2 \epsilon_{23}). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Здесь

$$\tilde{S} = \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2. \quad (3.11)$$

Кроме того, введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} b_0 &= A_0 + \lambda_2 M_s^2 + \lambda_6 M_s^4 + \frac{1}{3} (b_1 + b_4), \\ b_1 &= M_s^2 (\lambda_1 - \lambda_2) + 6 M_s^4 (\lambda_2 - \lambda_3), \quad b_2 = 4 M_s^2 (\lambda_3 + 2 \lambda_5 M_s^2), \\ b_3 &= 2 M_s^4 (6 \lambda_2 + 2 \lambda_3 - \lambda_1), \\ b_4 &= M_s^4 [\lambda_1 - \lambda_6 - 6 (\lambda_2 - \lambda_3)], \\ b_5 &= 8 M_s^4 (3 \lambda_4 - \lambda_5). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Выражение для магнитоупругой энергии (3.10) записано таким образом, что при простом расширении кристалла, когда  $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = 1/3$ ,  $\epsilon_{ik} = 0$ ,  $i \neq k$ , оно оказывается функцией только  $\tilde{\omega}$ .

Соотношения (3.12) следует понимать лишь как соотношения, иллюстрирующие переход от выражения (3.5) к (3.10), так что константы  $b_0, b_i$

( $i = 1, 2, \dots, 5$ ) следует рассматривать как независимые. Эти константы называют постоянными магнитоупругой связи.

Заметим, что (3.10) представляют собой разложение  $w_{\text{МУ}}$  по направляющим косинусам намагниченности. Плотность же энергии ферромагнетика, как видно из (3.3), зависит также от квадрата намагниченности. Такая зависимость, как отмечалось, связана с обменным и частично с диполь-дипольным взаимодействием. Таким образом, в ферромагнитном кристалле, вообще говоря, даже при отсутствии вклада от релятивистских взаимодействий  $b_0$  будет зависеть от  $M^2$  благодаря изотропному обменному взаимодействию, с чем связаны спонтанные деформации кристалла. Поэтому возникший ранее вопрос об исходном (основном) состоянии ферромагнетика, характеризующемся исходным объемом и направлением намагниченности, относительно которого удобнее всего вести дальнейшее рассмотрение явления магнитострикции, может быть решен по-разному.

Конечно, за исходное можно взять состояние недеформированного кристалла (состояние ферромагнетика выше точки Кюри) и относительно него отсчитывать деформации и магнитоупругую энергию ферромагнетика ниже точки Кюри. Однако обычно в качестве исходного выбирают объем ферромагнитного кристалла, намагниченного вдоль одной из осей легкого намагничивания. В таком состоянии в кристаллах кубической симметрии  $b_0$  принимает вполне определенное значение. Это значение существенно зависит от ориентации ОЛН, а следовательно, от  $\mathcal{K}_1$ .

В кристаллах типа Fe и железокремнистых сталях, которые только и интересуют нас, может реализоваться ситуация, когда  $\mathcal{K}_1 > 0$  в широкой области температур. В таком случае, если отсчет деформаций производить от спонтанно-деформированного состояния кристалла, намагниченного вдоль ОЛН, то тем самым можно исключить  $b_0$  из рассмотрения (подробнее см.: [21, 22]). Таким образом, магнитоупругая энергия при ее разложении по направляющим косинусам вплоть до степеней четвертого порядка определяется лишь пятью постоянными магнитоупругой связи  $b_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 5$ ):

$$\begin{aligned} w_{\text{МУ}} = & b_1(\alpha_1^2 \epsilon_{11} + \alpha_2^2 \epsilon_{22} + \alpha_3^2 \epsilon_{33} - \frac{1}{3} \tilde{\omega}) + \\ & + b_2(\alpha_1 \alpha_2 \epsilon_{12} + \alpha_1 \alpha_3 \epsilon_{13} + \alpha_2 \alpha_3 \epsilon_{23}) + \\ & + b_3 \tilde{\omega} \tilde{S} + b_4[\alpha_1^4 \epsilon_{11} + \alpha_2^4 \epsilon_{22} + \alpha_3^4 \epsilon_{33} + \tilde{\omega}(2\tilde{S} - \frac{1}{3})] + \\ & + b_5(\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3^2 \epsilon_{12} + \alpha_1 \alpha_3 \alpha_2^2 \epsilon_{13} + \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1^2 \epsilon_{23}). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Заметим, что в железокремнистых сталях при большом содержании Si возможна ситуация, когда  $\mathcal{K}_1$  может стать отрицательной. В этом случае выражение для  $w_{\text{МУ}}$  сохранится таким же, за исключением того, что слагаемое  $b_3 \tilde{\omega}$  заменится на  $b_3(\tilde{\omega} - \frac{1}{3})$ .

В развивающейся феноменологической теории величины  $b_i$  остаются неопределенными, хотя смысл их заключается в том, что именно благодаря им существуют деформации ферромагнетика, связанные с изменением его магнитного состояния. Более детально смысл величин  $b_i$  будет выяснен позже. В принципе они могут быть рассчитаны исходя из микроскопических представлений. Однако в настоящее время такие теории пока еще несовершенны. Обычно константы  $b_i$  определяют экспериментально.

Многочисленные экспериментальные исследования показывают (см.,

напр.: [106]), что для большинства кристаллов кубической симметрии (исключение, по-видимому, составляют Ni и магнетит) константы  $b_3$ ,  $b_4$  и  $b_5$  малы и  $w_{\text{МУ}}$  с достаточной точностью может быть описано двумя константами  $b_1$ ,  $b_2$ . В этом случае

$$w_{\text{МУ}} = b_1(\alpha_1^2 \epsilon_{11} + \alpha_2^2 \epsilon_{22} + \alpha_3^2 \epsilon_{33}) + \\ + b_2(\alpha_1 \alpha_2 \epsilon_{12} + \alpha_1 \alpha_3 \epsilon_{13} + \alpha_2 \alpha_3 \epsilon_{23}). \quad (3.14)$$

Для железа константы  $b_1$  и  $b_2$  имеют следующие значения:  $b_1 = -2.9 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>2</sup>,  $b_2 = 6.4 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup> (см., напр.: [337]).

### 3.3. Линейная магнитострикция кубических кристаллов

Относительное изменение размеров кристалла под воздействием внешних сил в каком-либо направлении, задаваемом направляющими косинусами  $\beta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), можно записать в виде (см. (1.2))

$$(\delta l/l)_{\beta_i} = \epsilon_{ij} \beta_i \beta_j, \quad (3.15)$$

где  $\epsilon_{ij}$  – тензор деформаций.

В ферромагнетике, как указывалось, эти деформации могут быть связаны с изменением намагниченности. Таким образом, если найти связь  $\epsilon_{ij}$  с направляющими косинусами намагниченности, то можно будет определить и магнитострикционное удлинение  $(\delta l/l)_{\beta_i}$  кристалла. Установить указанную связь можно, если выполнить минимизацию полной плотности энергии  $w = w_y + w_{\text{МУ}}$ , состоящей из упругого (1.6) и магнитоупругого вклада (3.13), по деформации  $\epsilon_{ij}$ . Из уравнения

$$\frac{\partial w}{\partial \epsilon_{ik}} = 0$$

с учетом (1.6) и (3.13) получим

$$\begin{aligned} \epsilon_{11} &= \frac{b_1(\alpha_1^2 - \frac{1}{3})}{c_{12} - c_{11}} + \frac{b_4(\alpha_1^4 + 2\tilde{S} - \frac{1}{3})}{c_{12} - c_{11}} - \frac{b_3}{c_{11} + 2c_{12}}, \\ \epsilon_{22} &= \frac{b_1(\alpha_2^2 - \frac{1}{3})}{c_{12} - c_{11}} + \frac{b_4(\alpha_2^4 + 2\tilde{S} - \frac{1}{3})}{c_{12} - c_{11}} - \frac{b_3}{c_{11} + 2c_{12}}, \\ \epsilon_{33} &= \frac{b_4(\alpha_3^2 - \frac{1}{3})}{c_{12} - c_{11}} + \frac{b_4(\alpha_3^4 + 2\tilde{S} - \frac{1}{3})}{c_{12} - c_{11}} - \frac{b_3}{c_{11} + 2c_{12}}, \\ \epsilon_{12} &= \epsilon_{21} = -(b_2 + b_5 \alpha_3^2) \alpha_1 \alpha_2 / c_{44}, \\ \epsilon_{13} &= \epsilon_{31} = -(b_2 + b_5 \alpha_2^2) \alpha_1 \alpha_3 / c_{44}, \\ \epsilon_{23} &= \epsilon_{32} = -(b_2 + b_5 \alpha_1^2) \alpha_2 \alpha_3 / c_{44}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Эти соотношения устанавливают связь между компонентами тензора деформаций и направляющими косинусами намагниченности. Подставляя полученные компоненты  $\epsilon_{ij}$  в (3.15), получим

$$\begin{aligned} (\delta l/l)_{\beta_1 \beta_2 \beta_3} &= h_1(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3}) + \\ &+ 2h_2(\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3) + h_3 \tilde{S} + \\ &+ h_4(\alpha_1^4 \beta_1^2 + \alpha_2^4 \beta_2^2 + \alpha_3^4 \beta_3^2 + 2\tilde{S} - \frac{1}{3}) + \\ &+ 2h_5(\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3^2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_1 \alpha_3 \alpha_2^2 \beta_1 \beta_3 + \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1^2 \beta_2 \beta_3). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Причем здесь введены новые обозначения:

$$\begin{aligned} h_1 &= b_1/(c_{12} - c_{11}), \quad h_2 = -b_2/c_{44}, \quad h_3 = -b_3/(c_{11} + 2c_{12}), \\ h_4 &= b_4/(c_{12} - c_{11}), \quad h_5 = -b_5/c_{44}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

В случае, если вкладом, связанным с константами  $h_3$ ,  $h_4$  и  $h_5$ , можно пренебречь, можно записать

$$\begin{aligned} (\delta l/l)_{\beta_1 \beta_2 \beta_3} &= \frac{3}{2} \lambda_{100} (\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3}) + \\ &+ 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3). \end{aligned} \quad (3.19)$$

где

$$\lambda_{100} = \frac{2}{3} h_1; \quad \lambda_{111} = \frac{2}{3} h_2. \quad (3.20)$$

Величина  $(\delta l/l)_{\beta_1 \beta_2 \beta_3}$ , определяемая соотношениями (3.17) и (3.19), является мерой линейной магнитострикции. В рамках приближений, приведших к формуле (3.19), легко выясняется смысл постоянных  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  и, следовательно, согласно (3.20), величин  $h_1$  и  $h_2$ . Действительно, рассмотрим случай, когда кристалл намагничен вдоль направления типа [100], и вдоль этого же направления будем измерять  $(\delta l/l)$ . В данной ситуации  $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$ ;  $\alpha_1 = 1$ ;  $\beta_1 = 1$ ;  $\beta_2 = \beta_3 = 0$ , и, согласно (3.19), имеем

$$(\delta l/l)_{100} = \lambda_{100}, \quad (3.21)$$

т.е. постоянная  $\lambda_{100}$  дает линейное относительное растяжение (при  $\lambda_{100} > 0$ ) кристалла вдоль направления [100], вдоль которого намагничен кристалл. Аналогично, если положить  $\alpha_i = \beta_i = 1/\sqrt{3}$ , т.е. измерять изменение линейных размеров кристалла вдоль оси кристалла (111), вдоль которой ориентирована намагниченность, то получим

$$(\delta l/l)_{111} = \lambda_{111}. \quad (3.22)$$

Следовательно, в рамках рассматриваемых приближений, т.е. в ситуации, когда  $h_3$ ,  $h_4$  и  $h_5$  могут не учитываться, постоянная  $\lambda_{111}$  представляет собой относительное изменение линейных размеров ферромагнетика вдоль оси (111), параллельно которой направлена намагниченность  $M$ . В более общем случае в  $(\delta l/l)_{111}$  будут давать вклад и постоянные  $h_3$ ,  $h_4$  и  $h_5$ .

### 3.4. Магнитострикционные постоянные (Fe-Si)-сплавов

Магнитоупругие постоянные, в частности  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$ , зависят от свойств вещества и температуры. В железокремнистых сплавах эти постоянные зависят также от концентрации Si. Из (3.19) видно, что в общем случае линейная магнитострикция анизотропна. Кроме анизотропии продольной магнитострикции, продемонстрированной в предыдущем разделе на частном примере, отмечается анизотропия также и поперечной магнитострикции. Если при одном и том же направлении намагниченности измерять продольную и поперечную магнитострикции, то они также оказываются разными. В частности, при намагничивании кристалла вдоль направления [100] поперечная магнитострикция, связанная с изменениями линейных размеров вдоль направления [010], оказывается равной  $-\lambda_{100}/2$ , что отли-

Таблица 3.1

Зависимость постоянных магнитоупругой связи  $h_1$  и  $h_2$  железокремнистых сталей от процентного содержания Si [266]

Si, мас.%	Намагниченность насыщения, Гс	Плоскость поверхности кристалла	Константы, $10^{-6}$			
			измеренные		с учетом поправки на форму образца	
			$h_1$	$h_2$	$h_1$	$h_2$
2,52	1640	(100)	41,5	-10,4	39,7	-11,2
2,52	-	(110)	40,5	-10,7	35,9	-11,5
3,03	1620	(100)	39,9	-8,0	38,1	-8,7
3,03	-	(110)	40,2	-7,28	38,4	-8,0
3,59	1590	(100)	40,0	-	38,3	-
4,32	1560	(100)	33,2	-1,4	31,5	-2,1
4,83	1535	(110)	27,7	-0,43	26,1	-1,1
5,80	1490	(100)	6,45	3,03	4,9	2,4
5,80	-	(110)	6,7	2,93	5,2	2,3
7,79	1370	(110)	-13,6	4,28	-14,9	3,7

чается от значения продольной магнитострикции как по величине, так и по знаку, т.е. если  $\lambda_{100} > 0$ , что выполняется в большинстве железокремнистых сплавов, то кристалл растягивается вдоль того направления  $\langle 100 \rangle$ , вдоль которого он намагничен, и сжимается вдоль двух других направлений  $\langle 100 \rangle$ . В принципе возможна ситуация, когда  $\lambda_{100} \approx \lambda_{111}$ . В этом случае говорят об изотропной линейной магнитострикции, которая равна

$$(\delta l/l)_{\beta_1 \beta_2 \beta_3} = \frac{2}{3} \lambda_{100} [(\alpha \beta)^2 - \frac{1}{3}] = \frac{2}{3} (\cos^2 \theta_\beta - \frac{1}{3}). \quad (3.23)$$

Здесь  $\theta_\beta$  представляет собой угол между направлением намагниченности и направлением измерения линейной магнитострикционной деформации.

Наиболее полные и достоверные экспериментальные сведения о магнитострикции железокремнистых сплавов содержатся в работе Карра и Смолуховского [266]. Авторы использовали монокристаллические образцы в виде сплющенных сфероидов, что обеспечивало достаточно однородное их намагничивание. Содержание кремния менялось от 0 до 8 мас.%. Основными плоскостями сфероидов были плоскости типа (100) и (110). В работе была проведена коррекция на несовершенство формы образцов и неточность ориентации поля относительно кристаллографических осей. В ней выявлялось также влияние атомного упорядочения на магнитострицию.

В табл. 3.1 приведены магнитоупругие постоянные  $h_1$  и  $h_2$  и значения намагниченности насыщения исследованных сплавов в отожженном состоянии. Из таблицы видно, что обе константы  $h_1$  и  $h_2$  при увеличении содержания кремния от 2,52 до 5,8 мас.% резко уменьшаются по абсолютной величине. При этом константа  $h_1$  в сплавах с содержанием кремния примерно до 5,5 мас.% положительна, а константа  $h_2$  в сплавах с содержанием кремния примерно до 4,5 мас.% Si отрицательна. При концентрациях выше указанных константы меняют знак.

Таблица 3.2

Зависимость констант магнитоупругой связи железокремнистых сталей и константы анизотропии от содержания Si в области, охватывающей малые концентрации Si [427]

Si, мас.%	$\lambda_{100} \cdot 10^6$	$h_1 \cdot 10^6$	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	$h_2 \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^{-5}$ , эрг/см <sup>3</sup>
0	25.6	38.4	-18.9	-28.35	4.45
0.7	$18.8 \pm 0.82$	28.2	$-(15.4 \pm 0.17)$	-23.115	4.27
1.8	$16.05 \pm 0.58$	24.0	$-(9.42 \pm 0.23)$	-14.13	4.01
2.6	$36.0 \pm 2.0$	54.0	$-(7.9 \pm 0.7)$	-11.85	3.65
3.2	$32.0 \pm 1.8$	48.0	$-(5.6 \pm 0.4)$	-8.4	3.50
4.0	$35.0 \pm 1.8$	52.4	$-(2.8 \pm 0.5)$	-4.2	2.95

В работе [427] были получены константы  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  для железокремнистых сталей в зависимости от содержания Si в области, включающей малые концентрации. Эти данные, а также константы  $h_1$  и  $h_2$ , связанные с  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  согласно формулам (3.20), приведены в табл. 3.2. Сопоставляя данные табл. 3.1 и 3.2, можно заметить, что константа  $h_2$  продолжает расти по абсолютной величине и в области малых концентраций. Что же касается константы  $h_1$ , то она при уменьшении концентрации ниже 2,6 мас.% Si снова падает. Следует, правда, обратить внимание на некоторый разброс данных работы [427] и их количественное отличие от данных [266]. Возможно, что эти различия связаны с тем, что в [427] образец имел другую форму (цилиндрическую). Тем не менее вывод, следующий из сопоставления данных двух таблиц и заключающийся в том, что  $h_1$  ведет себя немонотонно в зависимости от концентрации Si, по-видимому, является правильным, поскольку  $h_1$  чистого железа ниже, чем  $h_1$  в (Fe-Si)-сплавах с 2,6 мас.% Si. Вместе с  $h_1$  немонотонна в зависимости от концентрации Si и константа  $\lambda_{100}$ .

Пожалуй, наиболее понятная часть зависимости  $\lambda_{100}$  от концентрации Si — это падение  $\lambda_{100}$  с увеличением концентрации выше 2,6 мас.% Si, поскольку при этом наблюдается падение намагниченности насыщения (см. табл. 3.1). Наиболее неожиданным является падение  $\lambda_{100}$  с уменьшением концентрации, наблюдающееся на участке сравнительно малой концентрации (меньше примерно 2,6 мас.%), поскольку намагниченность насыщения при этом увеличивается. Авторы [266] считают, что, по-видимому, спин-орбитальное взаимодействие, которое в основном обусловливает линейную магнитострикцию, в сочетании Fe-Si оказывается больше, чем в сочетании Fe-Fe. Так что при малых концентрациях Si, где падение намагниченности еще не слишком существенно, важную роль играет именно указанный эффект.

В [266] исследовалось также влияние упорядочения на константы магнитострикции  $h_1$  и  $h_2$ . Показано, что закалка образцов оказывает малое влияние на константу  $h_2$  кремнистого железа. Несколько иная ситуация для константы  $h_1$ . Было обнаружено, что в железокремнистых сплавах с содержанием кремния от 9 до 10 ат.-% (~4,5–5 мас.-%) отжиг оказывает заметное влияние на  $h_1$ .

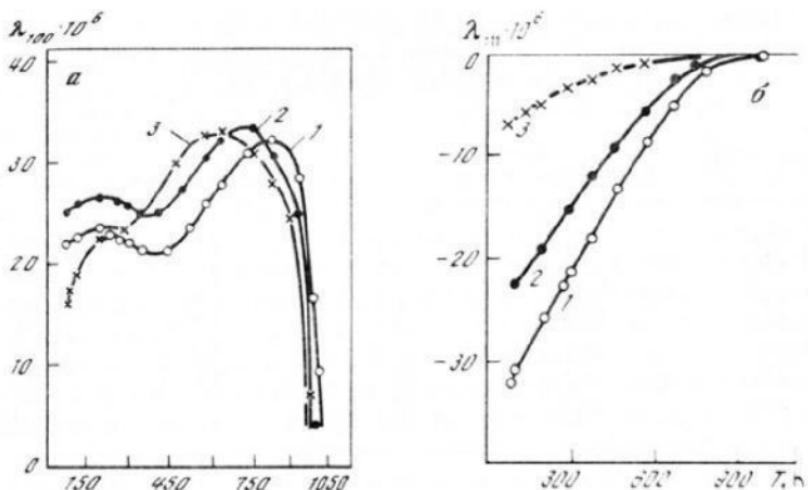


Рис. 3.1. Температурная зависимость  $\lambda_{100}$  (а) и  $\lambda_{111}$  (б) в (Fe–Si)-сплавах [428].  
Si, мас.%: 1 – 0; 2 – 1.08; 3 – 3.8

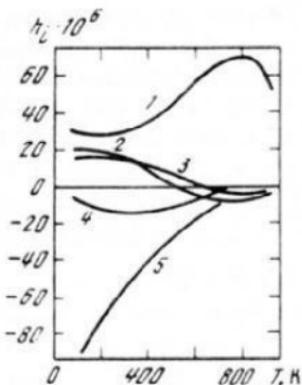


Рис. 3.2. Температурная зависимость констант магнитострикции железа [443]

Кривые 1–5 относятся к  $h_1$ ,  $2h_2$ ,  $h_3$ ,  $h_4$  и  $2h_5$  соответственно

Температурная зависимость магнитострикционных констант железа и железокремнистых сплавов исследована в работах [192, 428]. На рис. 3.1 приведены примеры таких зависимостей. Из рис. 3.1 видно, что существенной особенностью температурной зависимости  $\lambda_{100}$  в железе является наличие минимума в области примерно 400 К. С добавлением в Fe кремния и повышением его содержания выявляется тенденция к исчезновению минимума. На зависимости  $\lambda_{100}(T)$  отчетливо видны также два максимума: первый при низких температурах, второй – при высоких. Последний, как считают авторы [428], связан с уменьшением взаимодействия пар спиновых магнитных моментов, а также со снижением величины спонтанной намагниченности вблизи точки Кюри. Авторы предполагают также, что обнаруженное ими температурное поведение  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  связано с одновременным существованием как спин-орбитального, так и спин-спинового взаимодействий, совместное рассмотрение которых, как показал Вонсовский [21], может привести к отклонению температурной зависимости магнитострикции от пропорциональности ее квадрату намагниченности. Однако надо признать, что пока не существует теоретических расчетов, позволяющих объяснить описанную температурную зависимость  $\lambda_{100}$ .

Таблица 3.3  
Температурная зависимость констант магнитострикции  
сплава Fe-3 мас.% Si [192]

Температура, °C	$\lambda_{100} \cdot 10^6$	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	$\lambda_{110} \cdot 10^6$	
			эксперимент	расчет
20	20.4	-4.4	2.1	1.8
100	21.9	-3.3	3.0	3.0
200	25.9	-3.2	4.3	4.07
300	28.8	-2.3	5.7	5.5
400	30.7	-0.9	7.0	7.0
470	31.2	-0.3	7.8	7.6
560	29.2	-0.2	7.4	7.15

Из рис. 3.1, б видно, что константа  $\lambda_{111}$  с повышением температуры монотонно уменьшается по абсолютной величине, приближаясь, как и  $\lambda_{100}$ , к нулю по мере приближения температуры к точке Кюри. Качественно аналогичная зависимость  $\lambda_{111}$  от температуры была обнаружена и в работе [143] (табл. 3.3), где приведена также и температурная зависимость продольной линейной магнитострикции вдоль направления типа  $\langle 100 \rangle$  для сплава Fe-3 мас.% Si, т.е.  $(\delta l/l)_{\sqrt{2}/2, \sqrt{2}/2, 0}$ . По аналогии с  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  автор назвал эту величину  $\lambda_{110}$ . В пятой колонке приведены значения для этой же величины, рассчитанные на основе (3.19), откуда, в частности, следует, что

$$\lambda_{110} = \frac{1}{4}\lambda_{100} + \frac{3}{4}\lambda_{111}. \quad (3.24)$$

В некоторых случаях здесь видны отклонения экспериментальных данных от расчетных. Кроме того, обращает на себя внимание отсутствие минимума на зависимости  $\lambda_{100}(T)$ , о котором говорилось ранее.

Более детальные исследования температурной зависимости констант магнитострикции проведены в работе [443]. Авторы определили температурную зависимость всех пяти констант магнитострикции железа (рис. 3.2).

### 3.5. Объемная магнитострикция

Как уже отмечалось в разд. 3.1, при изменении магнитного состояния ферромагнетика изменяются не только его линейные размеры, но и объем. Последнее не является тривиальным, поскольку не любые деформации образца приводят к изменению его формы. В частности, легко показать, что константы  $h_1$  и  $h_2$  (или связанные с ними константы  $b_1$  и  $b_2$ ), дающие вклад в линейную магнитострикцию, не дают вклада в объемную магнитострикцию. Следовательно, для определения изменения относительного объема  $\delta v/v$  необходимо учесть магнитострикционные постоянные  $h_3$ ,  $h_4$  и  $h_5$ . Можно показать, что относительное изменение объема кристалла равно сумме диагональных компонент тензора деформаций, т.е.

$$\delta v/v = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}.$$

Подставляя сюда равновесные деформации ферромагнетика, возникающие вследствие существования в нем намагниченности и определяющиеся соотношениями (3.16), получим, учитывая обозначения (3.18):

$$\delta v \cdot v = 3h_3 \tilde{S}. \quad (3.25)$$

Таким образом, константа  $h_3$  определяет объемную магнитострикцию. Для железа значение этой константы в зависимости от температуры приведено на рис. 3.2. Из этого рисунка видно, что в области сравнительно малых температур  $h_3 > 0$  и уменьшается с увеличением  $T$ , так что в области температур около 600 К она обращается в нуль, а затем становится отрицательной. Это говорит о том, что в области сравнительно низких температур при намагничивании железа его объем увеличивается, а в области температур выше 600 К, намагничивание ферромагнитного образца приводит к уменьшению его объема. Однако надо иметь в виду, что здесь речь идет о магнитострикционных деформациях, которые отсчитываются от состояния спонтанно-деформированного кристалла, намагниченного вдоль одной из ОЛН. Теперь обратим внимание на то, что хотя  $h_3$  действительно оказывается меньше констант  $h_1$  и  $h_2$ , а иногда и существенно меньше этих констант, тем не менее, как видно из рис. 3.3, существуют области температур, в которых  $h_3$  может оказаться близкой к  $h_1$  (сравнительно низкие температуры  $< 100$  К) или к  $h_2$  (сравнительно высокие температуры  $\sim 600-700$  К). Пример железа показывает, что, вообще говоря, для анализа экспериментальных данных по измерению магнитострикционных постоянных в общем случае важно привлекать не только линейную магнитострикцию, но и объемную, причем для анализа линейной магнитострикции необходимо использовать более общее выражение (3.17).

Продолжая анализ (3.25), заметим, что изменение объема в данном случае зависит от направляющих косинусов намагниченности (анизотропная часть объемной магнитострикции). Эта часть магнитострикции своим появлением обязана слагаемым четвертого порядка по намагниченности (см. (3.5)). Возникновение такой магнитострикции вызвано поворотом вектора спонтанной намагниченности против сил магнитокристаллической анизотропии. Действительно, если при ориентации  $M$  вдоль ОЛН ( $a_1 = 1$ ,  $a_2 = a_3 = 0$ ) имеем  $\delta v \cdot v = 0$ , то при ориентации намагниченности вдоль направления  $(111)$  ( $a_1 = a_2 = a_3 = 1/\sqrt{3}$ ) имеем  $\delta v \cdot v = h_3$ . Силы, ответственные за эту часть магнитострикции, имеют релятивистское происхождение (спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия).

Как уже отмечалось, объемная магнитострикция (3.25) оказалась связанный только с анизотропной частью из-за особого выбора основного состояния кристалла. Если энергию магнитострикции отсчитывать от такого равновесного упругого состояния кристалла, которое присуще ему в отсутствие намагниченности (выше точки Кюри), то в выражение для магнитоупругой энергии будет входить величина  $b_0$ , которая, вообще говоря, является функцией модуля намагниченности. Такая зависимость связана с существованием изотропного обменного взаимодействия, вклад которого учитывается с помощью слагаемого  $f_M(M^2)$  (см. (3.3)) в плотности энергии намагниченности. Существование  $b_0 \neq 0$  также приводит к объемной магнитострикции, однако из приведенных ранее соображений ясно, что эта часть магнитострикции будет изотропной (не зависящей ни от

направления измерения, ни от направления намагниченности  $M$ ). Для того чтобы найти именно эту часть объемной магнитострикции, оставим в (3.10) только первое слагаемое. Используя далее условия минимума полной плотности упругой и магнитоупругой энергии, получим

$$c_{11}\epsilon_{11} + c_{12}(\epsilon_{22} + \epsilon_{33}) + b_0 = 0,$$

$$c_{11}\epsilon_{22} + c_{12}(\epsilon_{11} + \epsilon_{33}) + b_0 = 0,$$

$$c_{11}\epsilon_{33} + c_{12}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}) + b_0 = 0.$$

Складывая эти уравнения, получим

$$\delta v/v = \tilde{\omega} = -3b_0/(c_{11} + 2c_{12}) = h_0, \quad (3.26)$$

где введено обозначение

$$h_0 = -3b_0/(c_{11} + 2c_{12}). \quad (3.27)$$

Фактически формула (3.26) дает изменение объема ферромагнетика вследствие возникновения магнитного упорядочения при переходе через точку Кюри. Как и другие константы,  $h_0$ , характеризующая изотропную часть объемной магнитострикции, зависит от температуры. Для железа при  $T \rightarrow 0$ , согласно [106], имеем  $h_0 = -11.7 \cdot 10^{-4}$ . Из данных о температурной зависимости  $h_0$ , представленных в работе [106], следует, что при охлаждении ферромагнетика от точки Кюри его объем уменьшается.

### 3.6. Магнитострикция формы

Основной вклад в рассмотренные явления дают короткодействующие обменное и спин-орбитальное взаимодействия. Диполь-дипольное взаимодействие также оказывает влияние на эти эффекты, но его роль этим не исчерпывается. Действительно, из-за дальнодействующего характера диполь-дипольного взаимодействия его энергия зависит от формы образца. Отсюда следует, что магнитострикционные деформации также должны зависеть от формы образца. При этом, как в рассмотренных явлениях, следует различать объемную магнитострикцию формы и линейную магнитострикцию формы. Их следует понимать как зависимость относительного изменения объема и линейных размеров образца соответственно от его исходной формы.

Поскольку магнитостатические поля в образце произвольной формы (гл. 2) неоднородны, то как при теоретическом рассмотрении, так и при экспериментальном исследовании эффекта формы возникают дополнительные трудности. Чтобы избежать их, проще всего исследовать образцы с формой поверхности второго порядка (эллипсоиды) или образцы с формой, близкой к указанной (сильновытянутые цилиндры, тонкие пластины). В этих случаях эффект формы может быть с достаточной точностью описан с помощью введения постоянных размагничивающих коэффициентов (см. разд. 2.1).

В дальнейшем мы ограничимся именно таким рассмотрением. Предположим, что в нашем распоряжении имеется образец в форме эллипсоида и что оси эллипсоида с главными кристаллографическими осями (например, с осями  $\langle 100 \rangle$  кристалла кубической симметрии). Согласно (2.16) и (2.17), плотность энергии намагниченности в магнитостатическом поле

можно представить в виде

$$w_m = 2\pi(N_1\alpha_1^2 + N_2\alpha_2^2 + N_3\alpha_3^2)M_s^2. \quad (3.28)$$

При деформации кристалла может меняться как его объем, так и соотношение длин полуосей:

$$k_1 = a_1/a_3, \quad k_2 = a_2/a_3,$$

где  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  – длины полуосей эллипсоидального образца. При изменении объема кристалла  $M_s^2 = M_{0s}^2(1 + \tilde{\omega})^{-1}$ , где  $M_{0s}$  – намагниченность насыщения недеформированного кристалла. Учет изменения полуосей образца приводит к выражениям

$$k_1 = k_{01}(1 + \epsilon_{11} - \epsilon_{33}), \quad k_2 = k_{02}(1 + \epsilon_{22} - \epsilon_{33}),$$

где  $k_{01}$  и  $k_{02}$  – соотношение полуосей недеформированного кристалла.

Используя приведенные изменения указанных величин и разлагая в ряд по деформациям, получим

$$w_m = 2\pi M_{0s}^2 R - 2\pi M_{0s}^2 \tilde{\omega} R + 2\pi M_{0s}^2 (R_1 \epsilon_{11} + R_2 \epsilon_{22} + R_3 \epsilon_{33}). \quad (3.29)$$

где

$$R_\alpha = k_{0\alpha} \partial R / \partial k_{0\alpha}; \quad R = N_{01}\alpha_1^2 + N_{02}\alpha_2^2 + N_{03}\alpha_3^2 \quad \text{при } \alpha = 1, 2; \quad (3.30)$$

$$R_3 = -(N_{01}\alpha_1^2 + N_{02}\alpha_2^2 + N_{03}\alpha_3^2);$$

$$\nu_i = k_{01} \frac{\partial N_{0i}}{\partial k_{01}} + k_{02} \frac{\partial N_{0i}}{\partial k_{02}} \quad \text{при } i = 1, 2, 3. \quad (3.31)$$

Легко проверить, что

$$\sum_{i=1}^3 R_i = 0. \quad (3.32)$$

Добавляя к плотности магнитостатической энергии в деформированном кристалле упругую энергию кристалла кубической симметрии (1.6) и используя условие минимума

$$\frac{\partial}{\partial \epsilon_{ik}} (w_m + w_y) = 0, \quad (3.33)$$

получим

$$\begin{aligned} -2\pi M_{0s}^2 R + 2\pi M_{0s}^2 R_1 + c_{11}\epsilon_{11} + c_{12}(\epsilon_{22} + \epsilon_{33}) &= 0, \\ -2\pi M_{0s}^2 R + 2\pi M_{0s}^2 R_2 + c_{11}\epsilon_{22} + c_{12}(\epsilon_{11} + \epsilon_{33}) &= 0, \\ -2\pi M_{0s}^2 R + 2\pi M_{0s}^2 R_3 + c_{11}\epsilon_{33} + c_{12}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}) &= 0. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Решая эти уравнения, получим для объемной магнитострикции выражение

$$\delta v/v = \tilde{\omega} = 2\pi M_{0s}^2 R/c_0, \quad (3.35)$$

где .

$$c_0 = (c_{11} + 2c_{12})/3. \quad (3.36)$$

Для линейной магнитострикции в направлениях осей  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  имеем

$$(\delta l/l)_{a_1} = \epsilon_{11} = 2\pi M_{0s}^2 \left( \frac{R}{3c_0} - \frac{R_1}{c_{11} - c_{12}} \right), \quad (3.37)$$

$$(\delta l/l)_{a_2} = \epsilon_{22} = 2\pi M_{0s}^2 \left( \frac{R}{3c_0} - \frac{R_2}{c_{11} - c_{12}} \right), \quad (3.38)$$

$$(\delta l/l)_{a_3} = \epsilon_{33} = 2\pi M_{0s}^2 \left( \frac{R}{3c_0} - \frac{R_3}{c_{11} - c_{12}} \right). \quad (3.39)$$

Остановимся прежде всего на объемной магнитострикции формы. Используя (3.35), можно оценить величину этой магнитострикции. Полагая  $R \approx 1$  и используя значения  $M_{0s}$  и констант упругости  $c_{ik}$  для сплава Fe–3 мас.% Si, получим  $\delta v/v \approx 10^{-6}$ , что, конечно, меньше, чем значение линейной магнитострикции, но имеет тот же порядок, что и объемная магнитострикция, не связанная с формой.

Теперь обратим внимание на то, что объемная магнитострикция формы анизотропна, т.е. зависит от ориентации намагниченности относительно осей эллипсоидального образца. Действительно, при намагничивании образца вдоль осей  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  мы получаем соответственно

$$\begin{aligned} (\delta v/v)_{a_1} &= 2\pi M_{0s}^2 N_{01}/c_0, & (\delta v/v)_{a_2} &= 2\pi M_{0s}^2 N_{02}/c_0, \\ (\delta v/v)_{a_3} &= 2\pi M_{0s}^2 N_{03}/c_0. \end{aligned} \quad (3.40)$$

При этом если имеется образец в виде сферы, то указанная анизотропия исчезает. Действительно, в этом случае

$$N_{01} = N_{02} = N_{03} = \frac{1}{3}$$

и

$$\delta v/v = (2\pi/3c_0) M_{0s}^2. \quad (3.41)$$

Напротив, для образца в форме пластины с поверхностью, перпендикулярной оси  $a_1$ , имеем  $N_{01} = 1$ ,  $N_{02} = N_{03} = 0$  и

$$(\delta v/v)_{a_1} = 2\pi M_{0s}^2/c_0, \quad (\delta v/v)_{a_2} = (\delta v/v)_{a_3} = 0. \quad (3.42)$$

Формулы (3.41), (3.42) хорошо иллюстрируют и сам смысл магнитострикции формы. Выпишем также магнитострикцию формы образца в виде эллипсоида вращения  $a_1 = a_2 \neq a_3$ . В этом случае имеем

$$\delta v/v = 2\pi M_{0s}^2 (1/c_0) [\alpha_3^2 - 3N_{01}(\alpha_3^2 - 1/3)]. \quad (3.43)$$

Если такой образец намагнчен вдоль осей  $a_1$  и  $a_3$ , то соответственно получаем

$$(\delta v/v)_{a_3} = 2\pi (N_{03}/c_0) M_{0s}^2, \quad (\delta v/v)_{a_1} = 2\pi M_{0s}^2 (1 - N_{03})/2c_0. \quad (3.44)$$

Обратимся теперь к линейной магнитострикции формы, определяемой (3.37)–(3.39). Из этих формул можно заключить, что порядок величины линейной магнитострикции формы такой же, как и объемной магнитострикции формы. Видно также, что эта магнитострикция анизотропна. Это особенно наглядно если перейти к образцу в форме эллипсоида вращения

$a_1 = a_2 \neq a_3$ . В этом случае получим

$$(\delta l/l)_t = \epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 2\pi M_{0s}^2 \left[ \frac{\alpha_3^2 - 3N_{01}(\alpha_3^2 - 1/3)}{3c_0} + \frac{3\nu_1}{2} \frac{\alpha_3^2 - 1/3}{c_{11} - c_{12}} \right], \quad (3.45)$$

$$(\delta l/l)_l = \epsilon_{33} = 2\pi M_{0s}^2 \left[ \frac{\alpha_3^2 - 3N_{01}(\alpha_3^2 - 1/3)}{3c_0} - 3\nu_1 \frac{\alpha_3^2 - 1/3}{c_{11} - c_{12}} \right], \quad (3.46)$$

где

$$\nu_1 = 2(\partial N_{01}/\partial k_{01})k_{01} = -(\partial N_{03}/\partial k_{01})k_{01}. \quad (3.47)$$

Индексы  $t$  и  $l$  обозначают соответственно поперечную и продольную магнитострикцию формы. Если образец намагничен вдоль оси  $a_3$ , то из (3.45) и (3.46) получим

$$\left( \frac{\delta l}{l} \right)_t = 2\pi M_{0s}^2 \left( \frac{N_{03}}{3c_0} + \frac{\nu_1}{c_{11} - c_{12}} \right), \quad (3.48)$$

$$\left( \frac{\delta l}{l} \right)_l = 2\pi M_{0s}^2 \left( \frac{N_{03}}{3c_0} - \frac{2\nu_1}{c_{11} - c_{12}} \right). \quad (3.49)$$

Поскольку для образцов разной формы размагничивающие факторы различны, линейная магнитострикция, определяемая (3.48) и (3.49), оказывается разной. В этом и заключается смысл линейной магнитострикции формы.

Известно, что после достижения намагниченности насыщения при увеличении внешнего магнитного поля происходит слабое дальнейшее увеличение  $M$  (истинное намагничивание). С этим изменением намагниченности будут связаны дополнительные деформации образца, которые называют вынужденной, или истинной, магнитострикцией. Как и другие типы, истинная магнитострикция в принципе может быть линейной и объемной. Однако, как показывает эксперимент, главную роль в данном случае играет объемная магнитострикция. Так, согласно результатам работы Корнецкого [339], оказывается, что в поликристаллическом железе истинная линейная магнитострикция составляет  $1/3$  от объемной магнитострикции. Поскольку истинное намагничивание ферромагнетика происходит в сильных магнитных полях, основные взаимодействия, дающие вклад в истинную магнитострикцию, представляют собой обменное и зеемановское взаимодействия. По этой причине истинная магнитострикция должна быть в основном изотропной. В силу специфики монографии мы не останавливаемся на этом вопросе подробнее (см., напр.: [266]).

### 3.7. Магнитострикция многодоменных образцов

Все предыдущее рассмотрение относится или к однодоменным образцам или к образцам, намагниченным до насыщения. Ясно, что для определения констант магнитострикции необходимо пользоваться именно измерениями на образцах, намагниченных до насыщения. Однако измерение относитель-

ных магнитострикционных деформаций, вообще говоря, весьма полезно и в магнитно-ненасыщенном образце. В данном случае следует рассматривать лишь линейную анизотропную спонтанную магнитострикцию по той причине, что объемная магнитострикция, как спонтанная, так и истинная, одинаковы для всех доменов. Ясно, что при наличии многодоменного состояния в поле  $H \neq 0$  линейная магнитострикция будет каким-то образом формироваться из магнитострикций отдельных доменов. В такой ситуации константы магнитострикций будут входить в измеряемую величину довольно сложным образом и определять их по таким измерениям весьма затруднительно. Однако поскольку при изменении магнитного поля домены будут определенным образом перестраиваться (об этом подробнее будет сказано в гл. 8), это будет сказываться и на магнитострикции. Таким образом, измерение линейной спонтанной магнитострикции в магнитно-ненасыщенном образце может быть полезно в том смысле, что дает возможность судить о процессах намагничивания ферромагнетиков. Кроме того, безусловно, эти исследования необходимы и по той причине, что часто магнитострикционные материалы, используемые в технике, работают как раз в условиях неполного магнитного насыщения.

Итак, задача изучения магнитострикций в магнитно-ненасыщенных образцах имеет важное значение. В этой связи необходимо научиться понимать, каким образом отдельные домены дают вклад в измеряемую магнитострикцию. Однако чтобы прояснить вопрос, прежде всего необходимо подробнее познакомиться с доменной структурой: ее генезисом и перестройкой в магнитном поле. Более детальные исследования магнитострикций в многодоменных образцах Fe-Si будут проведены в гл. 8 и 14.

## Глава 4 НАВЕДЕННАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ

### 4.1. Анизотропия формы

Рассмотренная в гл. 2 магнитокристаллическая анизотропия не является единственной, определяющей анизотропные свойства ферромагнитных материалов. В данной главе мы рассмотрим другие виды анизотропии, играющие важную роль в свойствах железокремнистых сплавов.

Прежде всего вернемся к диполь-дипольному взаимодействию. Согласно результатам гл. 2, оно дает вклад в анизотропию, которая описывается первым слагаемым (2.14). Это локальная часть диполь-дипольного взаимодействия. Нелокальная часть, входящая в (2.14), вообще говоря, дает энергию намагниченности в магнитостатическом поле (последнее слагаемое (2.14)). Однако поскольку указанное взаимодействие дальнодействующее, оно чувствительно к форме образца. В соответствии с этим для образцов некоторой формы энергия, связанная с диполь-дипольным взаимодействием, может оказаться зависящей от того, каким образом в ней направлена намагниченность. Так, энергия образца эллипсоидальной формы при

намагничивании его вдоль трех различных направлений, соответствующих осям эллипсоида, будет различной, что связано с разной плотностью поверхностных магнитостатических полюсов в этих трех случаях. Данная анизотропия называется магнитной анизотропией формы. Строго говоря, ее можно записать лишь в случае образцов, ограниченных поверхностями второго порядка (эллипсоиды, сферы, бесконечные цилиндры и пластины), так как внутри таких образцов намагченность будет постоянной, и, согласно (2.16) и (2.17), можно записать

$$w_m = 2\pi N_{ij} M_i M_j, \quad (4.1)$$

где  $i = 1, 2, 3$ ,  $j = 1, 2, 3$ , а по дважды встречающимся индексам идет суммирование. Если оси 1, 2, 3 выбрать вдоль осей образца в форме эллипса вращения, то вместо (4.1) можно записать

$$w_m = 2\pi [N_{11}(M_1^2 + M_2^2) + N_{33}M_3^2]. \quad (4.2)$$

Предполагается, что образец намагнчен под некоторыми углами к осям эллипса вращения. Используя условие  $M_1^2 = M_2^2$  и обозначая анизотропную часть  $w_m$  через  $w_{mA}$  из (4.2), получим

$$w_{mA} = 2\pi(N_{33} - N_{11})M_3^2. \quad (4.3)$$

Это и есть анизотропия формы образца. Если угол между  $M$  и осью  $x_3$  (осью вращения эллипса) обозначить через  $\theta$ , то

$$w_{mA} = K_{mA} \sin^2 \theta, \quad (4.4)$$

где

$$K_{mA} = 2\pi(N_{11} - N_{33})M_s^2. \quad (4.5)$$

Отсюда видно, что осью легкого намагничивания всегда является наиболее длинная ось образца. Это легко понять, так как полюса, соответствующие поверхностям, перпендикулярным длинной оси, разнесены на большие расстояния, и энергия намагченности, связанная с ними, оказывается маленькой по сравнению с полюсами на частях поверхности, перпендикулярных к меньшим осям образца. Из (4.5), в частности, имеем для бесконечно вытянутого вдоль оси  $x_3$  эллипсоидального образца  $N_{33} = 0$  и

$$K_{mA} = 2\pi N_{11} M_s^2. \quad (4.6)$$

Если эллипсoid является сплюснутым вдоль оси  $x_3$ , то намагченности выгоднее ориентироваться в плоскости  $x_1, x_2$ . В данном случае, т.е. при  $N_{11} \ll N_{33}$ , указанная плоскость является плоскостью легкого намагничивания.

Если образец имеет форму пластины, то  $N_{11} = 0$ ,  $N_{33} = 1$  и вместо (4.5) имеем

$$K_{mA} = 2\pi M_s^2. \quad (4.7)$$

Отсюда легко сделать оценку величины анизотропии формы. Действительно, если  $M_s \approx 10^3$  Гс, то  $K_{mA} \approx 6 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>2</sup>.

## 4.2. Анизотропия, связанная с магнитострикцией

Наличие искажения формы кристалла вследствие существования явления магнитострикции может приводить к некоторой добавке к энергии естественной кристаллографической анизотропии, которая связана чисто с магнитострикцией. Действительно, минимизируя полную плотность энергии  $w$ , состоящую из упругой и магнитоупругой частей, можно получить соотношения (3.16) с  $b_3 = b_4 = b_5 = 0$ . Подставляя эти значения деформации в  $w$ , получим следующее выражение для равновесной упругой и магнитоупругой плотности энергии кристалла:

$$w_{\Delta \chi} = \Delta \chi (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2). \quad (4.8)$$

По форме это выражение полностью совпадает с энергией для естественной кристаллографической анизотропии (2.65), если в ней оставить только первую константу анизотропии. Однако в данном случае  $\Delta \chi$  имеет вполне конкретный вид:

$$\Delta \chi = \frac{9}{2} [(c_{11} - c_{12}) \lambda_{100}^2 - 2c_{44} \lambda_{111}^2] \quad (4.9)$$

и прямо связана с магнитострикционными удлинениями  $\lambda_{111}$  и  $\lambda_{100}$ . Таким образом, существование магнитострикции приводит к добавке к плотности энергии анизотропии  $w_{\chi}$  (2.65). Если, например, учесть для Fe, что  $\lambda_{100} = -20,7 \cdot 10^{-6}$ ,  $\lambda_{111} = -21,2 \cdot 10^{-6}$ , а также, что  $c_{11} = 2,41 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $c_{44} = 1,12 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup> и  $c_{12} = 1,46 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup>, то мы находим  $\Delta \chi = -2,7 \cdot 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>. Это представляет очень маленькую величину по сравнению с естественной кристаллографической анизотропией. В соответствии с этим весьма трудно выделить эту часть анизотропии, особенно если учесть, что она измеряется сразу вместе с кристаллографической.

## 4.3. Обратный магнитострикционный эффект и анизотропия, связанная с внешними напряжениями

Если к ферромагнитному кристаллу приложить внешние растягивающие напряжения, то кристалл будет деформироваться. Эти деформации приведут к тому, что магнитное состояние кристалла (характеризуется намагниченностью) также изменится. Этот эффект называется обратным магнитострикционным эффектом. Наличие влияния растяжения может привести к дополнительной анизотропии, связанной с этими напряжениями. Плотность энергии такой анизотропии обозначим  $w_{\sigma}$ .

Пусть к ферромагнетику приложены однородные растягивающие напряжения  $\sigma$ , а направляющие косинусы этих напряжений задаются с помощью  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$ , так что

$$\sigma_{\rho\rho'} = \sigma \gamma_{\rho} \gamma_{\rho'}, \quad (4.10)$$

где  $\rho$  и  $\rho'$  принимают значения 1, 2, 3.

Плотность энергии кристалла, связанная с внешними напряжениями:

$$\epsilon_{\sigma} = \sigma_{\rho\rho'} \epsilon_{\rho\rho'} = \sigma \epsilon_{\rho\rho'} \gamma_{\rho} \gamma_{\rho'} \quad (4.11)$$

Используя (4.10), а также закон Гука, связывающий напряжения с

деформациями, получим

$$\begin{aligned}\epsilon_{11} &= -\sigma[s_{11}\gamma_1^2 + s_{12}(\gamma_2^2 + \gamma_3^2)], \\ \epsilon_{22} &= -\sigma[s_{22}\gamma_2^2 + s_{12}(\gamma_1^2 + \gamma_3^2)], \\ \epsilon_{33} &= -\sigma[s_{33}\gamma_3^2 + s_{12}(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)],\end{aligned}\quad (4.12)$$

$$\epsilon_{12} = -\sigma s_{44}\gamma_1\gamma_2, \quad \epsilon_{13} = -\sigma s_{44}\gamma_1\gamma_3, \quad \epsilon_{23} = -\sigma s_{44}\gamma_2\gamma_3, \quad (4.13)$$

где

$$s_{11} = \frac{c_{11} + c_{12}}{2(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})}; \quad s_{12} = -\frac{c_{12}}{2(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})};$$
$$s_{44} = c_{44}^{-1}.$$

Подставляя эти выражения в (3.14), получим

$$\begin{aligned}w_\sigma &= -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2 - 1) - \\ &- 3\lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_1\alpha_3\gamma_1\gamma_3 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3).\end{aligned}\quad (4.14)$$

Отсюда видно, что при  $\sigma \neq 0$   $w_\sigma$  зависит от направляющих косинусов намагниченности, что и дает анизотропию, связанную с внешними напряжениями. В частном случае изотропной магнитострикции, когда  $\lambda_{100} = \lambda_{111}$ , из (4.14) имеем

$$w_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1\gamma_1 + \alpha_2\gamma_2 + \alpha_3\gamma_3)^2. \quad (4.15)$$

Здесь мы оставили только анизотропную часть.

Если ввести угол  $\varphi$  между направлением намагниченности и направлением растяжения, то вместо (4.15) получим

$$w_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\cos^2\varphi. \quad (4.16)$$

Полезно также рассмотреть некоторые частные случаи. Пусть, например, в Fe вектор спонтанной намагниченности направлен вдоль осей  $\langle 100 \rangle$ . Тогда из (4.14) получаем, опуская не зависящие от  $\gamma_i$  члены:

$$\begin{aligned}w_\sigma &= -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\gamma_1^2, \quad M//[100], \\ w_\sigma &= -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\gamma_2^2, \quad M//[010], \\ w_\sigma &= -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\gamma_3^2, \quad M//[001].\end{aligned}\quad (4.17)$$

т.е. в данном случае плотность энергии  $w_\sigma$  зависит от направления растяжения. Такое различие энергии доменов, намагниченных вдоль разных осей  $\langle 100 \rangle$  при фиксированном направлении растяжения кристалла, приводит к тому, что на границы, разделяющие эти домены (90-градусные ДГ, подробнее см. гл. 5), при растяжении кристалла будут действовать силы, смещающие эти ДГ. Однакого ДГ могут ориентироваться относительно кристаллографических осей так, что полная сила, действующая на них, будет равна нулю.

#### 4.4. Диффузионная индуцированная магнитная анизотропия в железокремнистых сплавах

Во многих ферромагнитных сплавах с кубической симметрией кристаллической решетки появляется магнитная одноосность после выдержки при некоторой повышенной температуре и охлаждения до более низкой в присутствии внешнего магнитного поля или одноосных растягивающих напряжений. Вдоль направления этого поля или вдоль линии растяжения материала с положительной магнитострикцией намагничивание облегчается, и кривая намагничивания становится более крутой, а в перпендикулярном направлении намагничивание затрудняется, кривая намагничивания становится наклонной. Такие способы воздействия на материал называют соответственно термомагнитной (ТМО) и термомеханической (TMexO) обработкой. В настоящее время ТМО и TMexO применяют для получения магнитных материалов со специальными магнитными свойствами: прямоугольной или наклонной петлями гистерезиса.

Установление одноосной анизотропии при ТМО и TMexO происходит диффузионным путем, поэтому ее часто называют диффузионной индуцированной анизотропией.

Плотность энергии дополнительной индуцированной анизотропии можно представить в виде

$$w_u = \chi_u \sin^2 \theta. \quad (4.18)$$

Здесь  $\chi_u$  – константа наведенной анизотропии;  $\theta$  – угол между вектором намагченности и осью легкого намагничивания, возникающей под влиянием ТМО и TMexO.

В магнитомягких материалах, у которых  $\chi_1 < \chi_u$ , ОЛН совпадает с направлением магнитного поля при ТМО.

В рассматриваемых в настоящей монографии железокремнистых сплавах существует очень высокая естественная кристаллографическая магнитная анизотропия:  $\chi_1 \approx 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>, в то время как  $\chi_u \approx 10^2 - 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>. В связи с этим и после указанных обработок ориентация намагченности в доменах определяется естественной кристаллографической анизотропией. Влияние ТМО оказывается в том, что направления типа (100), вдоль которых ориентировалась намагченность при ТМО, ближайшие к действовавшему при ТМО полю, становятся предпочтительными в том случае, когда на образец не влияют никакие дополнительные силы: внешние магнитные поля или напряжения.

Следует заметить, что и в отсутствие внешнего магнитного поля при термообработках ферромагнетика сплавы подвергаются локальной ТМО. При этом в каждом домене возникает свое направление легкого намагничивания, определяемое направлением намагченности в данном объеме материала во время проведения термической обработки.

Влияние локальной ТМО на доменную структуру и магнитные свойства кремнистого железа будет рассмотрено в гл. 14 и 15.

В настоящее время предложено несколько теоретических моделей для объяснения происхождения диффузионной индуцированной анизотропии в различных материалах. Мы не будем рассматривать все модели, они подробно анализируются во многих обзорных работах и моногра-

фиях (см., напр.: [123]). Остановимся только на тех, которые, с нашей точки зрения, являются наиболее подходящими для объяснения происхождения индуцированной анизотропии в (Fe-Si)-сплавах. Это теория направленного упорядочения, разработанная Неелем [369, 370], Танигучи и Ямamoto [169], и теория Кайя [334], которая объясняет появление магнитной одноосности в процессе ТМО анизотропией формы выпадающих частиц упорядоченной фазы в неупорядоченной матрице.

Начнем со второй модели. Она может быть справедлива для сплавов с 6–7 мас.% Si, прошедших термообработку при температурах, соответствующих области двухфазности на диаграмме состояния. Либовицкий [350] с помощью металлографического микроскопа на шлифах образцов сплавов, содержащих ~ 6 мас.% Si, наблюдал частицы, образующиеся в процессе термообработки при температуре около 600 °С, ориентированные в соответствии с намагниченностью доменов, в которых они находились в процессе выпадения.

Согласно диаграмме состояния, в этих сплавах происходит выпадение упорядоченной Fe<sub>3</sub>Si-фазы в матрице, имеющей из-за недостатка Si неполный порядок типа FeSi. Эти фазы имеют различную намагниченность насыщения, поэтому на поверхности раздела между ними при температурах ниже точки Кюри будут возникать магнитостатические заряды. Для уменьшения связанной с ними магнитостатической энергии частицы в процессе выдержки будут удлиняться вдоль направления намагниченности матрицы, т.е. вдоль намагниченности домена, в котором выпадает упорядоченная фаза.

Плотность полюсов на поверхностях каждой частицы будет пропорциональна разности  $\Delta M = M_{s1} - M_{s2}$ , где  $M_{s1}$  и  $M_{s2}$  – намагниченность насыщения частицы и матрицы соответственно. В этом случае для плотности энергии анизотропии формы частицы в соответствии с (4.4) имеем

$$w_u = -\frac{1}{2}(\Delta M)^2 \Delta N \sin^2 \theta, \quad (4.19)$$

где

$$\Delta N = N_l - N_r, \quad (4.20)$$

причем  $N_l$  и  $N_r$  – размагничивающие факторы частицы в направлении намагничивания и в поперечном направлении соответственно. Учитывая, что относительный объем частиц равен  $\Delta V/V$  для энергии анизотропии, можно получить (4.18), где

$$x_u = \frac{1}{2} \Delta N \Delta M_s (\Delta V/V) (1 - \Delta V/V). \quad (4.21)$$

Таким образом, константа наведенной анизотропии в данном случае оказывается пропорциональной квадрату разности намагниченностей выделений и матрицы.

Однако следует заметить, что при появлении двухфазности существенно ухудшаются магнитные свойства (Fe-Si)-сплавов, поэтому практического применения они не получили.

Для объяснения возникновения наведенной анизотропии в сплавах с 2–4 мас.% Si больше подходит механизм направленного упорядочения, рассмотренный в работах [370, 169]. В этих работах предполагается, что энергия кристалла зависит от ориентации по отношению к намагниченности осей, соединяющих пары соседних атомов одного сорта. Энергия

наведенной анизотропии в этом случае должна зависеть от избыточного по сравнению с изотропным числа пар атомов, ориентированных в заданном направлении, т.е. в направлении действовавшего при термообработке поля (в материалах с малой  $\chi_1$ ) или вдоль направления намагниченности (в материалах с большой  $\chi_1$ ).

Механизм возникновения наведенной анизотропии, связанный с направленным упорядочением атомов, можно представить себе следующим образом. Предположим, что имеется бинарный сплав с атомами сорта *A* и *B* и с малой концентрацией одного из компонентов. Будем считать, что существенно лишь взаимодействие ближайших друг к другу атомов. Ясно, что в рассматриваемой ситуации будут существовать три разных типа пар *AA*, *BB* и *AB*. Концентрация этих пар, вообще говоря, разная и будет меняться с изменением температуры. Пусть  $w_B$  – некая эффективная константа взаимодействия атомов в паре, зависящая от концентрации трех типов пар и относящаяся к комнатной температуре. Предположим, что энергия пары атомов зависит от ориентации оси пары относительно намагниченности кристалла. Поместим образец во внешнее постоянное магнитное поле под некоторым углом к исходному направлению намагниченности. Намагниченность образца, имевшая относительно некоторых осей направляющие косинусы  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), в магнитном поле будет постепенно поворачиваться и установится в некоем новом направлении, которое охарактеризуем направляющими косинусами  $\beta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Если в отсутствии внешнего магнитного поля при комнатной температуре установилась равновесная ориентация пар атомов, то в магнитном поле при той же комнатной температуре равновесие нарушается. Ориентация пар атомов должна измениться. Однако естественно, что такое перераспределение будет сильно зависеть от температуры  $T$ . Если в присутствии магнитного поля повысить температуру до величины  $T'$ , при которой возможна интенсивная диффузия атомов, то произойдет перераспределение направлений пар атомов так, что константа  $w_B$  изменится и станет равной  $w'_B$ . При этом угол между направлением намагниченности и осями атомов будет также другим. Теперь предположим, что кристалл быстро охлажден до комнатной температуры и поле выключено. В этом случае высокотемпературное распределение пар окажется замороженным. Отсюда следует, что часть плотности энергии образца  $w_u$  будет зависеть от ориентации намагниченности по отношению к ориентации же намагниченности, устанавливающейся в присутствии внешнего магнитного поля. Таким образом, указанная плотность энергии  $w_u$  будет описывать анизотропию.

Не останавливаясь на деталях задачи, которые можно найти, например, в [123], запишем

$$w_u = -N_{BB} \frac{w_B w'_B}{kT} \left( \kappa_1 \sum_i \alpha_i^2 \beta_i^2 + \kappa_2 \sum_{i>j} \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j \right), \quad (4.22)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $N_{BB}$  – число пар атомов сорта *B*.

Поскольку  $w_u$  возникает в результате изменения ориентации пар атомов по отношению к направлению намагниченности, то ее принято называть анизотропией, связанной с направленным упорядочением. Входя-

Таблица 4.1  
Константы  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  для различных сред

Симметрия	$\kappa_1$	$\kappa_2$
Неупорядоченное состояние	2/15	4/15
Простая кубическая решетка	1/3	0
ОЦК-решетка	0	4/9
ГЦК-решетка	1/12	4/12

шие в (4.22) величины  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  могут быть выражены через направляющие косинусы  $\gamma_{1i}, \gamma_{2i}, \gamma_{3i}$  осей пар атомов, ориентированных в  $i$ -м кристаллографическом направлении:

$$\begin{aligned}\kappa_1 &= (2/Z) \left( \sum_i \gamma_{1i}^4 - \sum_i \gamma_{1i}^2 \gamma_{2i}^2 \right), \\ \kappa_2 &= (8/Z) \sum_i \gamma_{1i}^2 \gamma_{2i}^2,\end{aligned}\quad (4.23)$$

где  $Z$  – координационное число.

Ясно, что эти величины существенно зависят от симметрии среды (табл. 4.1).

Наиболее простое для интерпретации выражение получается в частном случае неупорядоченной среды, где  $\kappa_2 = 2\kappa_1 = 4/15$ . При этом вместо (4.22) имеем

$$w_u = -\mathcal{X}_u \cos^2 \varphi, \quad (4.24)$$

где

$$\cos^2 \varphi = (\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \alpha_3 \beta_3)^2; \quad (4.25)$$

$$\mathcal{X}_u = \frac{2N_{BB} w_B w'_B}{15kT'} \quad (4.26)$$

– константа наведенной анизотропии.

Поскольку в неупорядоченной среде в отсутствие анизотропии формы направление  $M$  должно совпадать с направлением внешнего магнитного поля, (4.24) означает, что энергия кристалла будет увеличиваться (при  $\mathcal{X}_u > 0$ ), если вектор намагниченности отклоняется от направления, вдоль которого производилась термообработка. Поскольку число  $N_{BB}$  можно выразить через полное число атомов в единице объема и число ближайших соседей  $Z$ , согласно

$$N_{BB} = (ZN/2) c_B^2, \quad (4.27)$$

(4.26) можно представить в виде

$$\mathcal{X}_u = \frac{ZN w_0 w'_0}{15kT'} c_B^2. \quad (4.28)$$

Отсюда видно, в частности, что константа наведенной анизотропии пропорциональна квадрату концентрации  $c_B$  атомов сорта  $B$ .

Экспериментальная проверка, проводившаяся в основном на (Fe-Ni)-сплавах (см. ссылки в: [141]), показала, что теория направленного упорядочения качественно правильно объясняет появление и закономерности изменения диффузионной индуцированной анизотропии сплавов. Так, она правильно отражает концентрационную зависимость  $\chi_u$ , снижение и исчезновение  $\chi_u$  при возникновении и развитии в сплаве процессов дальнего упорядочения и т.д.

Аналогичные закономерности наблюдаются и в (Fe-Si)-сплавах. В работе [157] показано, что чистое железо не подвергается ТМО, а при добавлении в него кремния и увеличении его содержания до 4,3 мас.% Si эффективность ТМО возрастает.

Определение концентрационной зависимости величины индуцированной анизотропии было осуществлено в работах [292, 414]. Сиктус [413] вычислял  $\chi_u$  из энергии намагничивания по идеальной кривой намагничивания, а также из начального наклона этой кривой с учетом модели доменной структуры монокристаллических образцов в виде полосок и рамок. Исследуя сплавы, содержащие от 3 до 7,5 мас.% Si, он нашел максимальную величину константы наведенной анизотропии: 400 эрг/см<sup>3</sup> при 5 мас.% Si. При дальнейшем увеличении содержания Si Сиктус наблюдал снижение индуцированной анизотропии, которое предположительно объяснял появлениям сверхструктуры.

Форш [292] пользовался прямым методом определения  $\chi_u$  по кривым угловой зависимости вращательного момента, измеряемым на монокристаллических дисках.

Максимальная энергия наведенной анизотропии, имеющая порядок 10<sup>2</sup> эрг/см<sup>3</sup>, у него получилась в сплаве с 3,4 мас.% Si. Снижение анизотропии при дальнейшем увеличении содержания Si Форш также объясняет возникновением и ростом степени порядка типа Fe<sub>3</sub>Si. Следует заметить, что перед ТМО Форш подвергал образцы отжигу при 500 °C в течение 64 ч, т.е. у него перед ТМО образцы имели более высокую степень порядка, чем у Сиктуса. По-видимому, последним обстоятельством можно объяснить и тот факт, что в экспериментах Форша снижение константы наведенной анизотропии с ростом концентрации кремния начинается при меньшем содержании Si, чем у Сиктуса.

Сопоставление этих экспериментальных данных по изучению концентрационной зависимости  $\chi_u$  с приведенными в разд. 1.1 результатами структурных исследований показывает, что наибольшая анизотропия возникает в (Fe-Si)-сплавах, находящихся в однофазной области диаграммы состояния. Эти сплавы могут иметь ближний порядок типа FeSi. В рассматриваемых сплавах слишком мало кремния для установления дальнего порядка, поэтому в них, по всей вероятности, имеются флюктуации состава. Области, обогащенные кремнием, представляют собой структурные неоднородности, в которых пространственное расположение атомов соответствует упорядоченной структуре типа FeSi и приводит к возникновению неоднородности с локальной магнитной одноосностью в магнитном односоставном ферромагнетике. При такой сверхструктуре оси пар ближайших атомов кремния ориентируются по направлениям типа {100}, т.е. эти атомы являются вторыми соседями в кристаллической решетке. Очевидно, при таком распределении Si кристалл обладает наи-

меньшей суммарной энергией. Для минимизации энергии кристалла при появлении ферромагнитного взаимодействия в момент перехода через температуру Кюри (в процессе охлаждения после какой-либо термообработки или при изотермическом отжиге ниже температуры Кюри) происходит диффузионное перераспределение атомов Fe и Si в обогащенных Si объемах материала. В результате в пределах магнитного домена, если материал охлаждается в многодоменном состоянии, или во всем образце, если он намагничен до насыщения, формируется единообразное расположение атомов Fe и Si по отношению к оси  $\langle 100 \rangle$ , вдоль которой была ориентирована намагниченность при повышенной температуре. После охлаждения до температур, при которых диффузия замедляется, эта ось оказывается выделенной — легчайшей. Влияние индуцированной анизотропии на доменную структуру и магнитные свойства будет рассмотрено в гл. 15.

## Глава 5

### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОБРАЗОВАНИЯ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

#### 5.1. Взаимодействия, ответственные за существование доменных структур

Согласно сказанному в разд. 2.2 и 2.3, обменное взаимодействие приводит к появлению макроскопического магнитного момента  $\mathbf{M}$ , а ориентация  $\mathbf{M}$  фиксируется в определенном направлении благодаря анизотропии. Казалось бы, можно сделать вывод о том, что ферромагнитные вещества всегда должны быть намагниченными до насыщения вдоль одной из ОЛН. Однако опыт не подтверждает такого вывода. В связи с этим еще Вейсс [437] предположил, что ферромагнитный образец при определенных условиях может разбиваться на области (домены) малых, но макроскопических размеров, каждая из которых намагничена до насыщения в одном из возможных направлений, причем направления  $\mathbf{M}$  в соседних областях различны. Впоследствии эта гипотеза была блестяще подтверждена в экспериментах Биттера [258] и Акулова [228]. В настоящее время установлено, что доменная структура может существовать только в образцах с размерами больше некоторого критического, называемого размером однодоменности [12, 22], и в магнитных полях, меньших некоторого критического, называемого полем насыщения.

Существует множество работ, предлагающих различные физические причины образования ДС (см. по этому поводу историческую справку: [12]). В настоящее время установлено, что главная причина образования ДС [122] связана с существованием в ферромагнетиках магнитного диполь-дипольного взаимодействия (см. разд. 2.1). Это взаимодействие оказывается дальнодействующим и приводит к образованию на поверхности намагниченных образцов магнитных "зарядов" (полюсов). Связанные с этими полюсами магнитостатические поля  $\mathbf{H}^{(m)}$  могут быть найде-

ны из уравнений магнитостатики (2.10) совместно с граничными условиями (2.11). С полем  $\mathbf{H}^{(m)}$  связана магнитостатическая энергия ферромагнетика (2.19), плотность которой обозначим

$$w_m = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{H}^{(m)}. \quad (5.1)$$

Указанная энергия может быть существенно уменьшена, если образец разобьется на ряд намагниченных до насыщения областей, например с антипараллельным направлением  $\mathbf{M}$ . Именно с возможностью уменьшения магнитостатической энергии при образовании ДС и связано ее появление. Однако этот вопрос не так прост, поскольку ясно, что ДС будет образовываться только при тех условиях, когда уменьшение полной магнитостатической энергии кристалла приводит к уменьшению полной энергии образца.

Известно, что ДС состоит из чередующихся областей ферромагнетика со сравнительно медленным и довольно быстрым пространственным изменением  $\mathbf{M}$ . При этом характерные размеры пространства, где происходит резкое изменение направления  $\mathbf{M}$  вплоть до обратного, значительно меньше характерных размеров областей, где направление меняется мало. Это обстоятельство позволяет условно ввести области (домены) с практически постоянным значением  $\mathbf{M}$ , совпадающим с ориентацией одной из ОЛН в кристалле, и переходные между ними слои – доменные границы (отделяющие друг от друга области с различной постоянной ориентацией  $\mathbf{M}$ ). Их называют также доменными стенками. Поскольку практически все изменение направления  $\mathbf{M}$  происходит в ДГ, последние должны обладать некоторой энергией. В связи с этим уменьшение энергии магнитостатического поля, происходящее при образовании ДС, одновременно должно приводить к увеличению энергии ферромагнетика, связанному с образованием ДГ. Таким образом, ДС будут образовываться только в том случае, когда сумма энергий ДГ и намагниченности в магнитостатическом поле  $\mathbf{H}^{(m)}$  окажется меньше магнитостатической энергии однородно-намагниченного образца. Это лишь одна из возможных ситуаций, реализующаяся, например, в магнитоодноосных кристаллах. В существующих соседних областях спонтанной намагниченности магнитомногоосных кристаллов, где направления  $\mathbf{M}$  могут составлять друг с другом углы, меньшие  $180^\circ$ , наряду с энергией ДГ следует учитывать также и магнитоупругую энергию (см. гл. 3). Дело в том, что в указанной ситуации в соседних спонтанно-намагниченных областях кристалл растянут в разных направлениях. В связи с этим отдельные области спонтанной намагниченности оказываются сдавленными соседними областями. Таким образом, при образовании ДС в магнитомногоосных ферромагнетиках важную роль наряду с энергией магнитостатического поля может играть магнитоупругая энергия. В некоторых случаях необходимо учитывать также энергию анизотропии и энергию намагниченности во внешнем магнитном поле.

Во всех ситуациях большое влияние на структуру областей самопроизвольной намагниченности оказывает также энергия доменных границ. В связи с этим прежде всего необходимо детальное исследование свойств доменных границ, определение их структуры и энергии. Заметим, что в настоящее время физические представления о структуре доменных границ хорошо развиты. Оказалось, что эта структура не сводится в общем случае

к простейшей, рассмотренной впервые Блохом [259] и Ландау и Лифшицем [122]. Представления, развитые в [122], основаны на том, что изменение направления намагниченности должно происходить вдоль одного направления, перпендикулярного плоскости ДГ. Причем эти изменения таковы, что нормальная составляющая намагниченности при переходе через доменную границу должна оставаться непрерывной. Такие ДГ обычно называют блоховскими, и поскольку их структура зависит только от одной координаты, они называются также одномерными. Впоследствии выяснилось, что такие представления хороши для случая массивных кристаллов.

Если же интересоваться ферромагнитными пленками, то в них ситуация оказывается более интересной. Так, помимо одномерных блоховских ДГ, в тонких пленках могут существовать одномерные стенки, разворот намагниченности в которых происходит таким образом, что связанная с ним  $\text{div } \mathbf{M}$  отлична от нуля. Были обнаружены также ДГ, в которых нормальная составляющая намагниченности на плоскость доменной стенки терпит разрыв (заряженные неслевские стенки) и т.п. Выяснилось, что структура доменной стенки может и не быть одномерной из-за образования стенки с разным разворотом намагниченности в разных участках. Участки с разным разворотом  $\mathbf{M}$  в ДГ отделяются промежуточными областями с резким изменением направления  $\mathbf{M}$  (блоховские линии). Предсказаны также скрученные, несимметричные, неплоские и некоторые другие ДГ. Обо всем этом можно найти подробные сведения в [131, 189]. Нас же в дальнейшем будут интересовать лишь массивные образцы магнитомогоосных кристаллов, где все эти особенности структуры доменных границ можно не учитывать. В соответствии с этим ограничимся далее рассмотрением ДГ с лишь простой одномерной структурой.

## 5.2. Структура и энергия доменных границ в массивных ферромагнитных кристаллах

Хотя направление  $\mathbf{M}$  в ДГ изменяется довольно быстро, из самых общих соображений ясно, что этот разворот происходит не скачком, а на расстояниях, во много раз больших параметра решетки  $a_0$ . Скачкообразному изменению  $\mathbf{M}$  препятствует энергия обменного взаимодействия, однако плавный разворот  $\mathbf{M}$  на больших расстояниях приводит к повышению энергии анизотропии. В результате реализуется компромиссная ситуация, когда разворот  $\mathbf{M}$  происходит на расстояниях хотя и больших межатомных, но меньших, чем размеры доменов. Таким образом, ДГ должна иметь конечную толщину. Забегая вперед, заметим, что эта толщина оказывается порядка сотен межатомных расстояний.

Характер распределения намагниченности в доменной стенке, иными словами ее структура, зависит от целого ряда факторов. В частности, как теперь показано, существенное влияние на структуру ДГ оказывает поверхность кристалла. Это влияние связано с образованием на поверхностях ферромагнетиков магнитных "зарядов", а также с существованием поверхности анизотропии. Распределение  $\mathbf{M}$  в ДГ определяется обменным взаимодействием, анизотропией и магнитостатическими полями, а также внутренними упругими напряжениями и внешними силами. В общем, для каждой конкретной ситуации задача о структуре ДГ должна решаться

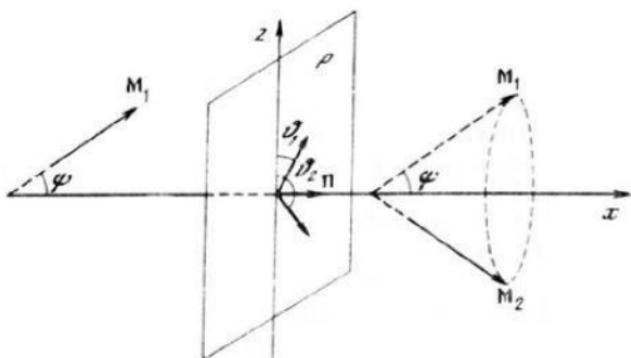


Рис. 5.1. Схематическое изображение изменения направления намагниченности при переходе через доменную границу  $P$

Стрелками изображены намагниченности в соседних доменах;  $\vartheta_1$ ,  $\vartheta_2$  – значения углов, которые составляют проекции  $M_1$  и  $M_2$  на плоскость  $P$  с осью  $z$ ; все  $M$ , соответствующие ДГ, лежат на поверхности кругового конуса с углом при вершине  $\psi$ .

заново. Однако можно выделить большой класс ДГ, для исследования структуры которых используются некоторые общие принципы.

Прежде всего должно учитываться, что образование ДГ в ферромагнетике связано лишь с поворотом вектора  $M$  в пространстве без изменения его величины. Этот принцип, как уже отмечалось, является следствием закона о сохранении длины вектора намагниченности в ферромагнетиках. Другим универсальным принципом является принцип минимума полной энергии, соответствующей любой рассматриваемой равновесной конфигурации  $M$ .

Помимо этих принципов, используются и другие, которые хотя и являются более частными и не всегда обязательными, но в ряде случаев оказываются весьма полезными. Так, можно считать, что в доменах намагниченность всегда ориентирована вдоль ОЛН, если рассматривать только глубинные свойства магнитных материалов (без учета явлений на поверхности) в отсутствие внешних воздействий. Важное значение должны иметь те доменные границы, на поверхности которых выполняются условия неразрывности нормальной составляющей намагниченности

$$M_1 n = M_2 n, \quad (5.2)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  – намагниченности двух соседних доменов;  $n$  – единичный вектор нормали к ДГ, которая предполагается плоской.

Сказанное пояснено на рис. 5.1, где  $P$  – плоская ДГ;  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  – углы, которые составляют проекции векторов  $M_1$  и  $M_2$  на плоскость границы с проекцией ОЛН на ту же плоскость. Условие (5.2) означает, что из всех возможных способов поворота  $M$  из положения  $M_1$  в положение  $M_2$  реализуется тот, при котором не возникают магнитостатические полюса на ДГ. В общем случае в магнитоодноосных кристаллах  $M$  может составлять некоторый угол  $\psi$  с нормалью  $n$ . Согласно (5.2), при переходе через ДГ этот угол должен оставаться постоянным, т.е. поворачиваясь  $M$  движется по поверхности кругового конуса с углом  $2\psi$  при вершине.

Используем далее сферическую систему координат с полярной осью  $x$ , направленной вдоль  $\mathbf{n}$ , и положим

$$M_x = M_s \cos \psi, \quad M_y = M_s \sin \psi \sin \vartheta, \quad M_z = M_s \sin \psi \cos \vartheta,$$

где  $\psi$  и  $\vartheta$  – соответственно полярный и азимутальный углы, причем полярная ось направлена вдоль нормали к поверхности ДГ. Будем предполагать, что  $\psi = \text{const}$ , а  $\vartheta$  зависит только от  $x$  (одномерная модель), причем система координат  $(x, y, z)$ , связанная с ДГ, произвольным образом повернута относительно системы координат, связанной с кристаллографической системой.

В данных предположениях, учитывая обменную энергию, плотность которой определяется (2.44), а также энергию анизотропии, плотность которой определяется (2.49), представим поверхностную плотность энергии доменной границы в виде

$$\gamma^{(\delta)} = \int_{-\infty}^{\infty} [\sin^2 \psi A \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 + w_A(\vartheta, \psi)] dx. \quad (5.3)$$

Здесь  $w_A$  – энергия анизотропии кубического кристалла, записанная через  $\vartheta$  и  $\psi$ . Минимизацию функционала (5.3) проведем, считая, что при  $x \rightarrow \pm\infty$   $\vartheta$  принимает соответственно значения

$$\vartheta = \vartheta_1, \quad \vartheta = \vartheta_2, \quad (5.4)$$

где при  $\psi = \text{const}$   $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  описывают направления намагниченности в соседних доменах. Будем считать также, что

$$d\vartheta/dx|_{x=\pm\infty} = 0. \quad (5.5)$$

Сформулированная таким образом задача позволяет исследовать все типы "незаряженных" (выполнено условие (5.2)) ДГ с одномерным распределением  $M$ .

Варьируя (5.3), и решая с учетом (5.4), (5.5) полученное нелинейное уравнение, найдем

$$x = \pm \delta_\psi \int \frac{d\vartheta}{\sqrt{f_A(\vartheta) - f_A(\vartheta_1)}}, \quad (5.6)$$

$$\gamma^{(\delta)} = 2\gamma_A |\sin \psi| \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} [f_A(\vartheta) - f_A(\vartheta_1)]^{1/2} d\vartheta, \quad (5.7)$$

где

$$f_A = \mathcal{K}_1^{-1} w_A(\vartheta, \psi); \quad \delta_\psi = \delta_A \sin \psi; \\ \delta_A = (A/\mathcal{K}_1)^{1/2}; \quad \gamma_A = (AK_1)^{1/2}. \quad (5.8)$$

При получении этих формул учитывалось, что

$$f_A(\vartheta_1) = f_A(\vartheta_2), \quad 0 \leq \psi \leq \pi/2.$$

Следуя Лилии [124] (см. также [189]), определим толщину  $\delta_L$  как расстояние между двумя точками пересечения асимптот  $\vartheta(\pm\infty)$  с каса-

тельной в точке перегиба этой функции. Имеем

$$\delta_L = \delta_A |\sin \psi| \frac{|\vartheta_1 - \vartheta_2|}{\sqrt{f_A(\vartheta_k) - f_A(\vartheta_1)}}, \quad (5.9)$$

где  $\vartheta_k$  — значение  $\vartheta$  в точке перегиба  $\vartheta(x)$ . Такое определение справедливо при наличии одной точки перегиба на  $\vartheta(x)$  (более общее определение  $\delta_L$  см. в: [124]).

### 5.3. Структуры доменных границ в кубических магнитотрехосных кристаллах

Введем представление о магнитной фазе, под которой будем понимать область (домен) с равновесной ориентацией  $M$  вдоль одной из осей легкого намагничивания в кристалле. Заметим, что в магнитотрехосных кристаллах возможно существование равноправных магнитных фаз (соответствующих одинаковой энергии), намагниченности которых ориентированы относительно друг друга под углом  $\psi_p \neq \pi$ . В этом случае разворот намагниченности в ДГ происходит на угол  $\psi_p < \pi$ . Так, в Fe-, (Fe-Si)-моноцисталах возможны доменные стенки, в которых поворот  $M$  осуществляется на  $90^\circ$ . Эти доменные стенки называются  $90$ -градусными. В зависимости от того, каким образом ориентированы плоскости поверхности этих стенок относительно кристаллографических осей,  $90$ -градусные ДГ могут иметь различную структуру и энергию. В магнитотрехосных кристаллах, безусловно, могут существовать также и домены, намагниченности в которых ориентированы вдоль одной и той же ОЛН, но в противоположных направлениях. В доменных стенах, разделяющих такие домены, вектор намагниченности поворачивается на  $180^\circ$ . В соответствии с этим они называются  $180$ -градусными. Прежде всего исследуем свойства  $90$ -градусных доменных стенок.

Используя (5.6)–(5.9), а также выражение (2.49), в котором ограничимся только первой константой анизотропии, можно рассчитать основные характеристики  $90$ -градусных ДГ. Результаты для некоторых типов  $90$ -

Таблица 5.1

Данные о доменных границах в кубических магнитотрехосных кристаллах

Тип ДГ	Тип плоскости ДГ	Направление полярной оси	Направление оси, от которой отсчитывается $\vartheta$	$\psi$	$\vartheta_1$
$90^\circ$	(110)	[110]	[ $\bar{1}10$ ]	$\pi/4$	0
$90^\circ$	(111)	[111]	[ $\bar{1}\bar{1}2$ ]	$\arccos 1/\sqrt{3}$	0
$90^\circ$	(100)	[100]	[010]	$\pi/2$	0

градусных ДГ в магнитотрехосных кристаллах ( $\chi_1 > 0$ ) сведены в табл. 5.1. В ней же помещены и конкретные для каждого случая выражения энергии анизотропии, которые необходимо подставить в (5.6) – (5.9), чтобы вычислить распределение намагниченности  $\vartheta(x)$ , энергию  $\gamma^{(\delta)}$  и толщину  $\delta_L$  доменной границы.

Из таблицы видно, что ориентация ДГ относительно кристаллографических осей существенно оказывается как на зависимости  $\vartheta(x)$ , так и на толщине и энергии стенок. Следует заметить, что наименьшей энергией при этом обладают ДГ, параллельные кристаллографическим плоскостям (100). Однако такие границы не всегда устойчивы (см. далее). Общим для всех ДГ является резкое пространственное изменение  $M$ . При этом  $\delta_L$  оказывается порядка  $\pi\delta_A$ , что для Fe составляет 614 Å. Эта величина, как и указывалось в разд. 5.1, существенно превышает величину межатомного расстояния, что оправдывает континуальный подход при рассмотрении распределения намагниченности. Если учесть, что в Fe  $A \approx \approx 2 \cdot 10^{-6}$  эрг/см, а  $\chi_1 \approx 5 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>, то для  $\gamma_A$  получаем значение порядка 1 эрг/см<sup>2</sup>. Из таблицы видно, что энергия всех 90-градусных доменных границ имеет тот же порядок.

Как упоминалось, в магнитомногоосных кристаллах возможны также и 180-градусные ДГ. Рассмотрим свойства таких границ. Пусть плоскость поверхности ДГ наклонена под углом  $\lambda$  к кристаллографической плоскости (010).

Предположим, что поворот  $M$  происходит в плоскости ДГ от направления [001] до направления [001]. В данном случае  $\psi = \pi/2$

$$\vartheta_1 = 0, \quad \vartheta_2 = \pi \text{ и}$$

$$f(\vartheta) = \sin^2 \vartheta - \mu_\lambda \sin^4 \vartheta, \quad \mu_\lambda = 7/8 + 1/8 \cos 4\lambda. \quad (5.10)$$

Используя (5.6) – (5.8), получим

$$\cos \vartheta = \pm \frac{\sqrt{1 - \mu_\lambda} \cdot \operatorname{sh}(x/\delta_A)}{\left[1 + (1 - \mu_\lambda) \operatorname{sh}^2(x/\delta_A)\right]^{1/2}} \quad (5.11)$$

$\vartheta_2$	$w_A(\vartheta, \psi)$	$f(\vartheta_1)$	$\vartheta(x)$	$\gamma(\delta)/\gamma_A$	$\delta_L/\delta_A$
$\pi$	$\{\chi_1/4\} \{[(1 - 2 \sin^2 \psi)^2 + (6 \sin^2 \psi - 4 \sin^4 \psi)] \times \times \sin^2 \vartheta - 3 \sin^4 \psi \sin^4 \vartheta\}$	0	$\cos \vartheta(x) = \frac{\sqrt{5/8} \operatorname{sh}(x/\delta_A)}{\sqrt{1 + (5/8) \operatorname{sh}^2(x/\delta_A)}}$	1,727	$\sqrt{5/8}$
$2\pi/3$	$\chi_1 [(1/3 \cos^4 \psi + 1/4 \sin^4 \psi - \sqrt{2/3} \cos \psi \sin^3 \psi \cos 3\vartheta)]$	0	$\cos(3\vartheta/2) = -\operatorname{th}(x/\delta_A)$	1,185	$\pi$
$\pi/2$	$\chi_1 [(\sin^2 \psi - 7/8 \sin^4 \psi - 1/8 \sin^4 \psi \sin^4 \vartheta)]$	0	$\operatorname{tg} \vartheta = e^{x/\delta_A}$	1	$\pi$

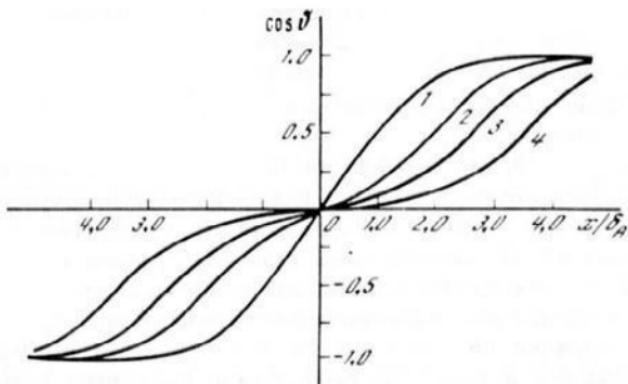


Рис. 5.2. Распределение намагниченности в 180-градусных ДГ, наклоненных под различными углами к кристаллографической плоскости [010]

1 – 45°, 2 – 10, 3 – 5, 4 – 2°.

На кривых 2–4, кроме точки  $x/\delta_A = 0$ , видны и другие точки перегиба. Кривые 2–4 описывают также и распределения намагниченности в ДГ, параллельных кристаллографическим плоскостям {100}, найденные по (5.15). При этом 2, 3, 4 соответствуют  $\mu_m$ , равным 0,9246; 0,9981; 0,9988

и

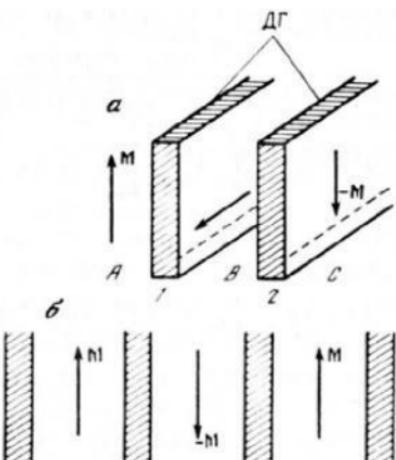
$$\gamma^{(\delta)} / \gamma_A = 2 \left[ 1 + \frac{1 - \mu_\lambda}{\sqrt{\mu_\lambda}} \operatorname{Arsh} \sqrt{\frac{\mu_\lambda}{1 - \mu_\lambda}} \right]. \quad (5.12)$$

Для случая, когда  $\lambda \neq n\pi$ ,  $(2n+1)\pi/2$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), зависимость  $\cos \vartheta$  от  $x/\delta_A$  представлена на рис. 5.2. Видно, что намагниченность довольно быстро поворачивается от направления  $M_1$  в одном домене к направлению  $M_2$  в другом домене. Фактически на расстояниях порядка  $3\delta_A$  происходит почти полный поворот намагниченности от одного направления к другому. Для железа эта величина составляет  $\sim 10^3$  Å.

Зависимость (5.11) схожа с соответствующей зависимостью, полученной для магнитоодноосного кристалла при учете в нем двух первых констант анизотропии (см., напр.: [184]). Однако есть и существенные отличия от магнитоодноосного кристалла. Прежде всего из (5.11) и (5.12) следует, что имеется анизотропия энергии 180-градусной границы и величины  $\vartheta(x)$ , которой нет в магнитоодноосных кристаллах. Из формулы (5.12) для энергии 180-градусных границ следует, что наименьшую энергию имеют ДГ, параллельные плоскости {100}. Однако в рассматриваемом приближении (см. далее) этот результат соответствует на самом деле не 180-градусной, а двум 90-градусным доменным границам, параллельным {100}, на которые при  $\mu_\lambda = 0$  ( $\lambda = 0, \pi/2$ ) расщепляется 180-градусная ДГ. Тенденция к такому расщеплению имеется и для других значений угла  $\lambda$ , что проявляется в виде дополнительных перегибов на зависимости  $\vartheta(x)$  (см. рис. 5.2). Однако полное расщепление происходит только при  $\mu_\lambda = 0$ , поскольку в этом случае, поворачиваясь от направления [001] к направлению [00̄1], М "встречает" на своем пути еще одну ОЛН {100}, вблизи которой вектору М нет необходимости быстро изменять свое направление. В результате появляется тенденция к образо-

Рис. 5.3. Схематическое изображение 90-градусной доменной структуры в магнитотрехосном кристалле с  $\lambda_{100} > 0$  и с ДГ, параллельными кристаллографическим плоскостям {100}

Области A и C намагниченны вдоль [100] и [100] и растянуты вдоль этих направлений; область B намагниченна и растянута вдоль [010]; 1, 2 — ДГ



ванию нового домена с  $M$  вдоль [100]. Согласно (5.12), энергия ДГ, параллельная кристаллографической плоскости (100), равна  $2\gamma_A$ , что для железа составляет примерно  $2 \text{ эрг}/\text{см}^2$ . Впоследствии будет показано, что этот вывод действительно верен.

Описанные результаты получены без учета магнитоупругого взаимодействия. Легко пояснить, что наличие последнего коренным образом изменяет выводы, сделанные для случая, когда плоскость 180-градусной ДГ совпадает с кристаллографической плоскостью типа (100). Рассмотрим 90-градусную доменную структуру<sup>1</sup> с ДГ, параллельными плоскости {100} в Fe (рис. 5.3). В данном кристалле  $\lambda_{100} > 0$ , так что если в Fe имеется 180-градусная ДС с  $M$  вдоль осей [100] и [100], то каждый домен в силу инвариантности магнитострикционного удлинения относительно замены  $M$  на  $-M$  (см. (3.21)) растягивается вдоль оси [100].

В случае 90-градусных соседств (см. рис. 5.3), где растяжения и сжатия в соседних доменах не согласуются, возникают дополнительные напряжения. Эти напряжения и связанная с ними плотность энергии были оценены Неелем [367] и Лифшицем [125]:

$$\Delta w_{MY} = \Delta \mathcal{K} \sin^2 \vartheta, \quad \Delta \mathcal{K} = \frac{1}{4}(c_{11} - c_{12}) \lambda_{100}^2, \quad (5.13)$$

где  $c_{11}$  и  $c_{12}$  — модули упругости (см. гл. 1). Как и раньше,  $\vartheta$  отсчитывается от ОЛН.

Добавляя (5.13) к (2.49), полагая  $\mathcal{K}_2 = \mathcal{K}_3 = 0$ , учитывая (5.3) и вводя величину

$$f_A(\vartheta) = \tilde{\mathcal{K}}^{-1} (\omega_A + \Delta w_{MY}) = \sin^2 \vartheta - \mu_m \sin^4 \vartheta, \quad (5.14)$$

где

$$\tilde{\mathcal{K}} = \mathcal{K}_1 + \Delta \mathcal{K}; \quad \mu_m = \mathcal{K}_1 / \tilde{\mathcal{K}},$$

<sup>1</sup> Доменные структуры, содержащие только 90- или 180-градусные ДГ, будем называть соответственно 90-градусными и 180-градусными.

согласно (5.6) и (5.7), для ДГ, параллельной поверхности {100}, получим

$$\cos \vartheta = \pm \frac{\sqrt{1 - \mu_m} \cdot \operatorname{sh}(x/\delta_M)}{[1 + (1 - \mu_m) \operatorname{sh}^2(x/\delta_M)]^{1/2}}, \quad (5.15)$$

$$\gamma^{(\delta)}/\gamma_M = 2 \left( 1 + \frac{1 - \mu_m}{\sqrt{\mu_m}} \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{\mu_m}{1 - \mu_m}} \right), \quad (5.16)$$

где

$$\delta_M = (A/\mathcal{K})^{1/2}; \quad \gamma_M = (4\mathcal{K})^{1/2}.$$

Для Fe  $c_{11} = 2,41 \cdot 10^{11}$  Дж/м<sup>3</sup>,  $c_{12} = 1,46 \cdot 10^{11}$  Дж/м<sup>3</sup>,  $b_1 = 2,9 \cdot 10^6$  Дж/м<sup>3</sup>, так что имеем  $1 - \mu_m \approx 1,69 \cdot 10^{-3}$ , т.е. это настолько малая величина, что из (5.16) следует  $\gamma^{(\delta)} \approx 2\gamma_A$ . Таким образом, энергия 180-градусной ДГ, параллельной плоскости (100), как отмечалось, практически равна энергии двух 90-градусных ДГ, параллельных той же плоскости. Однако в силу конечности величины  $1 - \mu_m$  теперь эта стенка не расщепляется и имеет конечную толщину порядка 1800–2000 Å вместо бесконечной толщины при  $1 - \mu_m = 0$  (в отсутствие магнитострикции). Характерной особенностью зависимости  $v(x)$  для ДГ параллельной плоскости (100), показанной на рис. 5.2 для нескольких различных значений  $\mu_m$ , является наличие дополнительных перегибов. Эти перегибы как бы символизируют стремление стенки к расщеплению и образованию двух отдельных 90-градусных доменных границ. Однако, как уже отмечалось, самого расщепления все же не происходит. Расстояние между указанными перегибами увеличивается при уменьшении  $1 - \mu_m$ .

В заключение этого раздела заметим, что аналогичные особенности, но с несколько иными нюансами возможны и в других магнитомногосных, а также в магнитодионосных кристаллах (см., напр.: [184]).

## Глава 6

### ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА РАЗМАГНИЧЕННЫХ МАГНИТОТРЕХОСНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

#### 6.1. Общие представления о доменной структуре

Понятие "магнитная доменная структура" включает в себя размер, конфигурацию и расположение областей самопроизвольной намагниченности в кристаллах, направление векторов намагниченности в доменах и тип доменных границ между ними. Условно всю доменную структуру кристалла можно разделить на основную, характерную для глубинных слоев образца, и поверхностную, замыкающую. Возникновение замыкающей ДС позволяет при небольшом увеличении общей площади доменных границ дополнительно уменьшить магнитостатическую энергию образца. Той же цели служит и дополнительная ДС, которая возникает около дефектов

кристаллической решетки (включений, пустот, неоднородных механических напряжений и т.п.). Ее часто называют субструктурой.

В отсутствие внешних воздействий структура ферромагнитных областей определяется целым рядом внутренних взаимодействий в кристаллах (см. гл. 5). Кроме того, ДС существенно зависит от симметрии кристаллической решетки и ее состояния, от формы образца и ориентации поверхностей кристалла относительно кристаллографических осей. При фиксированной форме ферромагнитного образца вид ДС зависит также от размеров кристалла. Поскольку определяющие равновесную ДС материальные константы, характеризующие интенсивность внутренних взаимодействий (см. гл. 2–4), зависят от температуры, ДС также существенно зависит от температуры.

Все эти факторы оказывают сильное влияние на поведение ДС во внешнем магнитном поле и при других воздействиях на образец, например механических. В конечном счете поведение ДС определяет магнитные свойства ферромагнитных кристаллов, в частности и такие практически важные, как коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, мощность электромагнитных потерь и др.

В данной главе будут приведены относительно подробные сведения о свойствах равновесной ДС в ферромагнетиках, обладающих тремя осями легкого намагничивания (на примере Fe–3–4 мас.% Si). При этом ограничимся рассмотрением результатов, полученных на образцах в форме пластин. Однако и в этом случае успешное теоретическое описание в настоящее время достигнуто лишь для ситуаций, когда поверхности, ограничивающие образец, совпадают или близки к кристаллографическим плоскостям {100}, {110}. В соответствии с этим наиболее детально будут рассмотрены ДС в образцах с указанной ориентацией поверхностей. Отметим, что кристаллы с плоскостью поверхности {110} преобладают в текстурованных электротехнических сталях, получивших широкое практическое применение.

Как отмечалось в гл. 1, в железокремнистых сплавах, как и в железе,  $\chi_1 > 0$  и осями легкого намагничивания, вдоль которых ориентированы магнитные моменты, являются оси {100}. Вид равновесной ДС таких ферромагнетиков будет рассмотрен на примере пластинчатых кристаллов толщиной 0,3–0,5 мм, исследованию ДС которых посвящено огромное количество научных работ. Не имея возможности процитировать весь их объем, сошлемся лишь на работы, иллюстрирующие основные особенности ДС (Fe–Si)-сплавов и позволяющие относительно четко изложить последующий материал монографии.

## 6.2. Доменные структуры в пластинах, параллельных кристаллографическим плоскостям {100}

В кубическом кристалле  $\chi_1 > 0$  три ОЛН расположены вдоль ребер куба. Если кристалл имеет форму параллелепипеда с ограничивающими его плоскостями, перпендикулярными ОЛН, то можно представить доменные структуры с полностью замкнутым магнитным потоком, как показано на рис. 6.1. Структура вида 6.1, а предложена в работе [122] и наблюдалась впервые в работе [439]. Оценка ширины доменов в ней сделана (для Fe) Киттелем [337]. Несмотря на кажущуюся возможность существования в

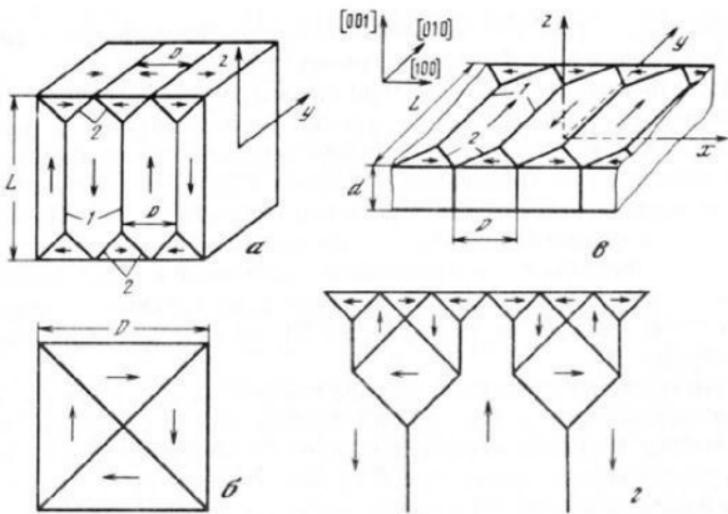


Рис. 6.1. Схематическое изображение доменных структур с полностью замкнутым магнитным потоком в магнитотрехосных кристаллах с плоскостями поверхности, параллельными кристаллографическим плоскостям {100}.

*а* – ДС в равносном кристалле; *б* – ДС в том же кристалле, но с иулевой магнитострикцией (вид на плоскость, перпендикулярную *y*); *в* – неразветвленная ДС в тонкой пластине с плоскостью поверхности {100}; *д* – разветвленная ДС на поверхности {100} пластины; стрелки обозначают направление намагниченности

в этом случае также ДС, изображенной на рис. 6.1, *б*, с соизмеримыми размерами кристалла доменами, она не может реализоваться из-за очень большой магнитоупругой энергии. Дело в том, что каждый домен испытывает растяжение вдоль своей намагниченности ( $\lambda > 0$ ). сжимает соседние, ему равноправные, поэтому весь объем кристалла находится в напряженном состоянии. В случае структуры, изображенной на рис. 6.1, *а*, магнитоупругая энергия существенно ниже, поскольку в напряженном состоянии находятся лишь небольшие, прилегающие к поверхности объемы кристалла. Ее можно приписать замыкающим областям, которые "сжаты" основными областями.

Рассмотрим подробнее вопрос о равновесной ширине доменов в структуре 6.1, *а* на основе минимума энергии ДГ и магнитоупругой энергии. В кристалле с  $\lambda_{100} > 0$  в замыкающих доменах должны были возникать деформации  $\epsilon_{xx} = \lambda_{100}$ . Однако благодаря сжимающему действию основных доменов, намагниченность которых ориентирована по и против оси *z* (см. рис. 6.1), эти деформации не возникают. Работа, производимая над замыкающими доменами, при этом равна  $c_{11}\epsilon_{xx}^2/2 = c_{11}\lambda_{100}^2/2$  (см. разд. 1.3 и 3.3). Таким образом, плотность магнитоупругой энергии, связанной с замыкающими доменами всего кристалла:

$$\epsilon_{M\gamma} = c_{0\lambda} D/d, \quad c_{0\lambda} = 1/4 c_{11} \lambda_{100}^2. \quad (6.1)$$

Поскольку для Fe  $c_{11} = 2,41 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup>, а  $\lambda_{100} = 20,7 \cdot 10^{-6}$  [337],  $c_{0\lambda} \approx 260$  эрг/см<sup>3</sup>.

Энергия всех доменных границ в единице объема

$$\epsilon_\gamma = \gamma_1^{(\delta)}/D + (2\sqrt{2}\gamma_2^{(\delta)} - \gamma_1^{(\delta)})/d,$$

где  $\gamma_2^{(\delta)}$  и  $\gamma_1^{(\delta)}$  – поверхностные плотности энергии ДГ типа 2 и 1 соответственно (см. рис. 6.1).

Варьирование полной плотности энергии  $\epsilon = \epsilon_M u + \epsilon_\gamma$ , позволяет получить

$$D = (dd_0)^{1/2}, \quad d_0 = \gamma_1^{(\delta)}/c_{0\lambda}, \quad (6.2)$$

$$\epsilon_{min} = 2c_{0\lambda}(d_0/d)^{1/2} + (2\sqrt{2}\gamma_2^{(\delta)} - \gamma_1^{(\delta)})/d.$$

Для кристалла Fe с  $d \approx 1$  см имеем  $D \approx 0.1$  см,  $\epsilon_{min} \approx 46$  эрг/см<sup>3</sup>.

Для более точного решения задачи о равновесных размерах доменов в магнитотрехосных кристаллах необходимо фактически решить задачу об упругом равновесии ферромагнитных образцов при учете магнитострикции и доменной структуры. Это удается сделать (см.: [182]) лишь в простейшем случае ДС типа представленной на рис. 6.1, в, если считать пластину настолько тонкой, что нормальные к ее поверхности компоненты тензора напряжений  $\sigma_{ik} = \partial w_n / \partial \epsilon_{ik}$  равны нулю не только на поверхности, но и по всей толщине пластины [121], т.е.

где

$$\sigma_{ik} n_k = \frac{\partial w_n}{\partial \epsilon_{ik}} n_k = 0, \quad (6.3)$$

где  $n$  – единичный вектор нормали к плоскости поверхности пластины;  $w_n$  – плотность энергии, включающая плотность упругой (1.6) и магнитоупругой (3.14) энергий.

Не останавливаясь на подробностях расчета, детали которого можно найти в [182], приведем окончательное выражение для магнитоупругой энергии при наличии ДС, изображенной на рис. 6.1, в. При  $L/D > 1$  имеем

$$\epsilon_M u = \frac{b_1^2}{L} \left[ -\frac{L}{2c'_{11}} + D \left( \frac{1}{3c'_{11}} - \frac{1}{6(c_{11} - c_{12})} \frac{c'_{11} + c'_{12}}{c'_{11}(c_{11} - c_{12})} \cdot \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \right) \right]. \quad (6.4)$$

Здесь  $L$  – размер пластины вдоль оси  $y$  ( $L \gg d$ ). Первое слагаемое в (6.4) представляет собой плотность магнитоупругой энергии однородно-намагниченного образца, отсчитываемую относительно размагниченного состояния, а второе – дает часть плотности магнитоупругой энергии, связанную с ДС. Обозначив последнюю плотность энергии через  $\epsilon'_M u$ , придадим ей вид

$$\epsilon'_M u = c_{1b} D/L, \quad (6.5)$$

где

$$c_{1b} = \left( \frac{1}{3c'_{11}} - \frac{1}{6(c_{11} - c_{12})} + \frac{c'_{11} + c'_{12}}{c'_{11}(c_{11} - c_{12})} \cdot \frac{1}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \right) b_1^2;$$

$$c'_{11} = c_{11}(1 - c_{12}^2/c_{11}^2); \quad c'_{12} = c_{12}(1 - c_{12}/c_{11}). \quad (6.6)$$

Легко проверить, что по крайней мере для Fe и Fe–3–4 мас% Si в широкой области температур  $c_{1b} > 0$ . Заметим, что в данном виде  $\epsilon'_M u$  по форме совпадает с оценочным выражением, полученным Киттелем [337] (см. (6.1)). Однако ее зависимость от констант упругости совсем иная, чем в [337]. Кроме того, если взять для Fe  $b_1 = -2,9 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>, получим  $c_{1b} = 52,09$  эрг/см<sup>3</sup>. Таким образом, более точный расчет  $\epsilon_M u$ , приведенный ранее, дает для этой величины значение, существенно отличающееся от оценочного (ср. численные значения  $c_{1b}$  и  $c_{0\lambda}$ ). Таким образом, согласно (6.5)

и (6.6), появление ДС приводит к возникновению избыточной магнитоупругой энергии кристалла. При этом чем больше ширина доменов, тем большая магнитоупругая энергия. Казалось бы, что уменьшая  $D$ , можно уменьшить энергию кристалла за счет снижения магнитоупругой энергии. Однако это не совсем так, поскольку уменьшение  $D$  означает увеличение числа ДГ в пластине и, следовательно, приводит к росту энергии доменных границ. Итак, имеется некоторое оптимальное значение  $D$ , которое отвечает минимуму полной энергии  $E$ , состоящей из энергии ДГ, объемную плотность которой обозначим  $\epsilon_1$ , и магнитоупругой энергии, плотность которой вычислена по (6.5).

Обозначая плотность энергии 180- и 90-градусных ДГ соответственно через  $\gamma_1^{(\delta)}$  и  $\gamma_2^{(\delta)}$ , получим полную энергию ДГ в кристалле, рассчитанную на единицу объема пластины:

$$\epsilon_1 = \left[ \left( 1 - \frac{D}{L} \right) \gamma_1^{(\delta)} + 2\sqrt{2} \frac{D}{L} \gamma_2^{(\delta)} \right] \frac{1}{D}. \quad (6.7)$$

Минимизируя

$$\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon'_{\text{МУ}}$$

получим равновесное значение ширины доменов

$$D_p = (\gamma_1^{(\delta)} L / c_{1b})^{1/2} \quad (6.8)$$

и равновесное значение энергии

$$\epsilon_p L = 2(c_{1b} \gamma_1^{(\delta)} L)^{1/2} + 2\sqrt{2} \gamma_2^{(\delta)} - \gamma_1^{(\delta)}. \quad (6.9)$$

Из (6.8) видно, что ширина доменов растет как корень квадратный из длины пластины, вдоль которой ориентированы 180-градусные доменные границы. Это совпадает с ранее полученными, оценочными результатами, однако зависимость  $D_p$  от констант упругости, а следовательно, от температуры и концентрации Si (для (Fe–Si)-сплавов) существенно отличается от оценочной (см. (6.2)).

Используя полученное значение  $c_{1b}$ , взяв  $\gamma_1^{(\delta)} \sim \gamma_2^{(\delta)} \approx 1 \text{ эрг}/\text{см}^2$ , получим  $D_p \approx 4.2 \cdot 10^{-2} \sqrt{L} \text{ см}^{1/2}$ . Таким образом, если  $L$  пластины равна 1 см, то  $D_p \approx 4 \cdot 10^{-2}$  см. Для кристалла с  $L = 10$  см получим  $D_p \approx 1.2 \cdot 10^{-1}$  см. Следует иметь в виду, что если  $L$  становится достаточно большой, ДС, изображенная на рис. 6.1, в, может оказаться невыгодной энергетически. Дело в том, что при увеличении  $L$  длина доменных границ вдоль оси  $y$  будет расти и энергия ДГ может стать достаточно большой. Имеется возможность уменьшить число ДГ без существенного увеличения магнитоупругой энергии, если предположить, что при приближении к торцам ДС будет ветвиться, например, так, как на рис. 6.1, г.

Проанализируем возможность образования разветвленной доменной структуры (РДС) в тонких пластинах ( $d \ll L$ ,  $(L/D) > 1$ ) с торцевой поверхностью  $zL$  (см. рис. 6.1, г), перпендикулярной к  $y$ . Расчеты в этом случае позволяют получить для магнитоупругой энергии следующее выражение [182]:

$$\epsilon'_{\text{МУ}} = \frac{b_1^2}{L} \left\{ -\frac{L}{2c'_{11}} + D \left( \frac{74}{162} \frac{1}{c'_{11}} - \frac{49}{162} \frac{1}{c_{11} - c_{12}} + \frac{c'_{11} + c'_{12}}{c_{11}(c_{11} - c_{12})} 0,04736 \right) \right\}. \quad (6.10)$$

Таким образом, плотность магнитоупругой энергии, связанная с наличием РДС, имеет вид  $\epsilon_{\text{МУ}}^{\text{РДС}} = c_{2b} D/L$ , причем для железа  $c_{2b} = 41.78 \text{ эрг}/\text{см}^3$ , т.е. в данном случае магнитоупругая энергия меньше, чем в случае неразветвленной ДС.

Как показывает точный расчет, упругие смещения и, следовательно,  $\epsilon_{\text{МУ}}$  быстро убывают при удалении от торца кристалла. В данном случае равновесный размер  $D$ , который обозначим  $D_p^{\text{РДС}}$ :

$$D_p^{\text{РДС}} = (\gamma_1^{(\delta)} L / c_{2b})^{1/2}. \quad (6.11)$$

Равновесная плотность энергии при этом равна

$$\epsilon_p^{\text{РДС}} L = 2(c_{2b} \gamma_1^{(\delta)} L)^{1/2} + 14 \frac{\sqrt{2}}{3} \gamma_2^{(\delta)} - \gamma_1^{(\delta)}/3. \quad (6.12)$$

Для существования РДС необходимо выполнение условия

$$\epsilon_p^{\text{РДС}} < \epsilon_p.$$

Используя (6.9) и (6.12), из этого условия получим, что равновесная разветвленная ДС становится выгодной в кристаллах с  $L \geq L_k$ , где критическое значение  $L_k$  может быть представлено в виде

$$L_k = \left[ \frac{4\sqrt{2}\gamma_2^{(\delta)} + \gamma_1^{(\delta)}}{3\sqrt{\gamma_1^{(\delta)}}(\sqrt{c_{1b}} - \sqrt{c_{2b}})} \right]^2. \quad (6.13)$$

Используя вычисленные для  $c_{1b}$  и  $c_{2b}$ , значения констант  $c_{ij}$ , приведенные в гл. 1, при  $\gamma_1^{(\delta)} \sim \gamma_2^{(\delta)} \approx 1 \text{ эрг}/\text{см}^2$  для железа получаем  $L_k = 10 \text{ см}$ . Это существенно улучшает оценки Лифшица [125], впервые обратившего внимание на возможность существования разветвленной ДС.

Заметим, что экспериментально часто наблюдается РДС, в которой вершины ромбовидных доменов не подходят вплотную к замыкающим доменам на краю кристалла, а соединены с ними 180-градусными ДГ.

### 6.3. Доменные структуры в пластинах с поверхностью типа (110) и с торцами, перпендикулярными осям <100>

Пусть имеется магнитотрехосная монокристаллическая пластина толщиной  $d$ , длиной  $L$ , с плоскостью поверхности, параллельной плоскости (110), и с торцами, перпендикулярными оси <100>. Вдали от торцов в силу геометрии задачи должны существовать две магнитные фазы (основная ДС), отделенные друг от друга 180-градусными ДГ. Такая ДС действительно наблюдается на поверхностях (110) сравнительно тонких пластин (см. след. разд.).

При рассматриваемой ориентации поверхностей пластины одна из осей легкого намагничивания лежит в плоскости пластины и перпендикулярна ее торцу. Две другие ОЛН лежат в плоскости, параллельной плоскости торца, и составляют угол  $\pi/4$  с поверхностью пластины (госсовская ориентация поверхности). В данной геометрии доменные границы основной ДС должны быть наклонены к поверхности на  $45^\circ$ , поскольку плотность энергии таких ДГ наименьшая. Однако на самом деле в ограниченном образце,

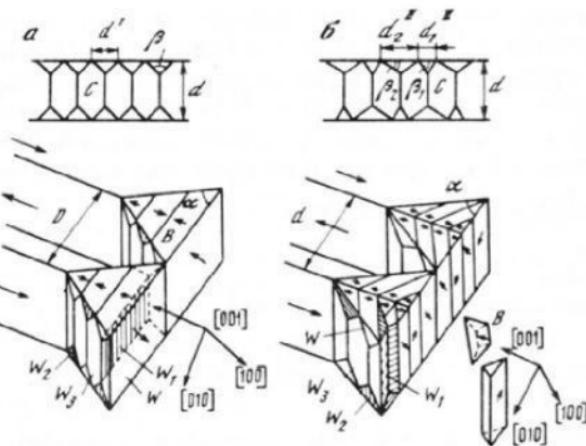


Рис. 6.2. Схематическое изображение расшифровки структуры замыкающих доменов на плоскостях типа (110) вблизи их торцов, перпендикулярных осям [001].  
а – ДС1; б – ДСII

каким является рассматриваемая пластина, указанная ситуация может не реализоваться. Дело в том, что площадь наклоненных границ больше площади ДГ, перпендикулярных плоскости пластины. Поэтому, несмотря на большую плотность энергии ненаклоненной границы, из-за ее меньшей площади полная энергия такой ДГ может оказаться меньше полной энергии наклоненной границы. Этот вопрос подробно исследован в [297], где установлено, что угол наклона в пластинках может быть значительно меньше  $\pi/4$ . В тонких пластинах ( $d \leq 0.5$  мм) ДГ практически перпендикулярны поверхности пластины. На это указывают экспериментальные наблюдения ДС на противоположных сторонах пластинчатого образца. Далее мы ограничимся рассмотрением случая, когда ДГ основной ДС перпендикулярны поверхностям (110).

На торцах рассматриваемых пластин имеется возможность замыкания магнитного потока благодаря образованию замыкающих треугольных призм (ЗТП) со сложной структурой сосуществующих магнитных фаз. Такая ДС наблюдалась в [38], где дана расшифровка структуры ЗТП, положенная в основу приведенных далее расчетов (рис. 6.2, а). Доменные границы, параллельные плоскости типа {100} и отделяющие шестигранные призмы друг от друга (границы  $W_1$  на рис. 6.2, а), обладают большой магнитоупругой энергией [367]. Однако согласно соображениям, приведенным в работе [179] (см. также [32]), в кристаллах толщиной  $d < \tilde{\nu}\gamma_A/\epsilon_M u$  ( $\tilde{\nu}$  – численный коэффициент) возможно существование этих границ.

Геометрия расположения ОЛН и поверхностей кристалла допускает и ДС с ЗТП, изображенными на рис. 6.2, б. В этом случае ДГ типа  $W_1$  параллельны кристаллографическим плоскостям типа (110).

Намагниченность в доменах из областей  $C$  (см. рис. 6.2) направлена попеременно вдоль [001] и [010]. Следуя [82], домены такого типа будем называть С-доменами. В доменах типа  $B$  намагниченность  $M$  направлена

попеременно вдоль [001] и [001̄]. Назовем области с такими магнитными фазами замыкающимися приповерхностными призмами (ЗПП). Заметим, что ЗПП не полностью замыкают магнитный поток. Имеются небольшие участки границ  $W_2$  (см. рис. 6.2), на которых нормальная составляющая  $M$  терпит разрыв. Их присутствие, как будет показано, согласуется с экспериментом. Доменные границы, изображенные на рис. 6.2, а и б, назовем соответственно ДСI и ДСII.

Углы  $\alpha$  и  $\beta$  на рисунке должны быть такими, чтобы  $M$  имела непрерывную нормальную составляющую при переходе через границы типа  $W$  и  $W_3$ . Расчет дает  $\alpha = \beta = \arctg \sqrt{2}$ . Оказывается, что плоскости ДГ типа  $W$ , отделяющие ЗПП от  $C$ -доменов, а также плоскости, отделяющие ЗПП от основных доменов, совпадают с плоскостями типа (111). Обозначим поверхность плотность энергии 180-градусных ДГ, отделяющих основные домены друг от друга, через  $\sigma_0 = \gamma^{(6)}|_{\lambda=\pi/4}$  (см. (5.10), (5.12)), а поверхность плотность 90-градусных ДГ, параллельных плоскостям типа (100) и (111), соответственно  $\gamma_A$  и  $\sigma_A$ . Величины  $\sigma_A$  и  $\sigma_0$  можно представить в виде  $\sigma_A = \tilde{c}\gamma_A$ ,  $\sigma_0 = c_0\gamma_A$ , причем  $\tilde{c} = 1.185$  (см. табл. 5.1) и  $c_0 = 2.760$  (см. (5.12)).

В случае ДС II 90-градусные ДГ, отделяющие  $C$ -домены друг от друга, параллельны кристаллографическим плоскостям типа (211). Для плотности энергии таких границ находим  $\sigma_2 = \tilde{c}_2\gamma_A$ ,  $\tilde{c}_2 = 1.666$ . Все  $C$ -домены имеют одинаковую ширину  $1/2(d_1^{II} + d_2^{II})$ . Ширина двух соседних ЗПП различная:  $d_1^{II}$  и  $d_2^{II}$ , что показано на рисунке 6.2, б, на котором сверху представлен разрез ЗПП плоскостью, перпендикулярной поверхности образца и ребром ЗПП. При этом  $d_2^{II} = 3d_1^{II}$ , а приведенные на рисунке углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$  равны соответственно  $\pi/3$  и  $\pi/6$ . В связи со сказанным ясно, что имеется два типа 90-градусных ДГ, отделяющих  $B$ - и  $C$ -домены. Первые из них параллельны плоскостям типа (110). Они наклонены под углом  $\beta_1$  к поверхности образца и имеют плотность энергии  $\sigma_1 = \tilde{c}_1\gamma_A$ , где  $\tilde{c}_1 = 1.727$  (см. табл. 5.1). Вторые – наклонены к поверхности образца под углом  $\beta_2$  и параллельны плоскостям типа (211), а потому обладают энергией  $\sigma_2$ . Каждая ЗПП разделена на две половины плоскостями типа (110), перпендикулярными поверхностям кристалла. При этом  $C$ - и  $B$ -домены разделены 180- и 90-градусными ДГ. Как и в случае ДСI ЗПП ДСII также имеют участки типа  $W_2$ . Поверхностная плотность энергии этих участков была вычислена в [179]:

$$\sigma_m = c_m \gamma_A, \quad c_m = \frac{\pi\sqrt{6}}{6} (\mu_k + 1)^{1/2}, \quad \mu_k = \frac{2\pi}{3} M_s^2 / \mathcal{K}_1.$$

Для обеих структур ДСI и ДСII 180-градусные границы основных доменов параллельны плоскостям типа (110).

Вычисляя площади всех ДГ и умножая их на соответствующие плотности энергии ДГ, для ДСI и ДСII получаем соответственно

$$E_1^1 = 2\sigma_A \left[ \frac{\sqrt{3}}{2} D^1 + \sqrt{3} \left( d - \frac{d^1}{2\sqrt{2}} \right) \right] + \frac{\sqrt{2}}{2} \gamma_A D^1 \left( \frac{d}{d^1} - \frac{\sqrt{2}}{2} \right) + \\ + \frac{\sigma_0 d}{D^1} \left( L - \sqrt{2} D^1 \right) + \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \sigma_m d^1, \quad (6.14)$$

$$E_{\gamma}^{II}/\gamma_A = \frac{1}{4} \xi_1 D^{II} + \frac{1}{2} d \xi_2 + \frac{1}{4} \xi_3 d_1^{II} + \frac{\sqrt{2}}{4} \tilde{c}_2 d \frac{D^{II}}{d_1^{II}} + \\ + \tilde{c}_0 (L - \sqrt{2} D^{II}) \frac{d}{D^{II}}, \quad (6.15)$$

где

$$\xi_1 = 2\sqrt{2}\tilde{c}_1 + \sqrt{6}\tilde{c}_2;$$

$$\xi_2 = 8\sqrt{3}\tilde{c} + 4\sqrt{2}\tilde{c}_1 + \tilde{c}_2(3\sqrt{3} + \sqrt{11} - 2\sqrt{6});$$

$$\xi_3 = 6c_m - \frac{1}{2}\tilde{c}_2(9 + \sqrt{33}) + 2\sqrt{6}(c_0 - 2\tilde{c}_1).$$

Здесь и далее индексами I и II мы обозначаем величины, относящиеся к ДСI и ДСII соответственно. Для расчета магнитоупругой энергии обычных методов недостаточно. Точный же расчет (см. разд. 6.2) в данном случае чрезвычайно сложен. В связи с этим мы поступим следующим образом. Введем для каждой ДС две константы  $b_2^I$  и  $b_1^I$  ( $b_2^{II}$  и  $b_1^{II}$ ), которыми охарактеризуем соответственно плотность избытка (по отношению к основным доменам) магнитоупругой энергии, связанной с существованием ЗПII, и плотность избытка магнитоупругой энергии ЗПП по отношению к таковой же для ЗПП. Эти константы мы затем оценим, используя экспериментальные данные. Умножая введенные константы на объем соответствующих областей, получим

$$E_{M,y}^I = \frac{1}{4} b_1^I D^I d^I + (\sqrt{2}/2) b_2^I d D^I \quad (6.16)$$

— магнитоупругую энергию для ДСI, рассчитанную на единицу длины, и  
 $E_{M,y}^{II} = (\sqrt{2}/2) b_2^{II} d D^{II} + (\sqrt{2}/2) b_1^{II} D^{II} d_1^{II} (\sqrt{3}/2 - d_1^{II}/D^{II}) \quad (6.17)$

— магнитоупругую энергию для ДСII, также рассчитанную на единицу длины.

Минимизируя в каждом из рассмотренных случаев сумму энергий  $E_{\gamma} + E_{M,y}$ , можно получить равновесные значения энергий  $\epsilon_{min}^I$ ,  $\epsilon_{min}^{II}$ , отнесенные к  $\gamma_A$ , и равновесные размеры ДСI и ДСII соответственно. Так, например, для ДСI имеем

$$\epsilon_{min}^I = c^* d + 2\tilde{c}_0 d \frac{L}{D_p^I} + \nu_1 d_{0,p}^I (1 + D_p^*/D_p^I)^{-1/2}, \quad (6.18)$$

$$\tilde{c}_0 d \frac{L}{(D_p^I)^2} = \frac{1}{4} \left( \tilde{\xi} + 2\sqrt{2} \frac{d}{l_2^I} \right) + \frac{d_p^I}{4l_1^I} (2 + D_p^*/D_p^I), \quad (6.19)$$

$$d_p^I = d_{0,p}^I (1 + D_p^*/D_p^I)^{-1/2}, \quad (6.20)$$

где

$$D_p^* = \sqrt{2} \tilde{v} l_1^I; \quad d_{0,p}^I = (d_0^I d)^{1/2}; \quad d_0^I = 2\sqrt{2} l_1^I;$$

$$l_{1,2}^I = \gamma_A / b_{1,2}^I;$$

$D_p^I$  и  $d_p^I$  — равновесные размеры основных и B-доменов соответственно;

$$c^* = 2\sqrt{3}\tilde{c} - \sqrt{2}c_0; \quad \tilde{\xi} = 2(2\sqrt{3}\tilde{c} - 1); \quad \tilde{v} = \sqrt{3}(c_m - 2\tilde{c}); \quad \nu_1 = \sqrt{2}\tilde{v}/4.$$

Отметим, что  $\epsilon_{\min}^1$  рассчитана на единицу ширины образца (размер в плоскости пленки поперек основных доменов).

Вводя новые обозначения:

$$L_0^1 = \sqrt{2} c_0 l_2^1, \quad \nu^1 = \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{b_1^1}{b_2^1}, \quad \nu'_1 = \frac{\sqrt{2}}{4} \tilde{\nu},$$

считая  $b_1^1$  и  $b_2^1$  одного порядка и  $l_{1,2}^1/L \ll 1$ ,  $l_{1,2}^1/d \ll 1$ , из (6.19) и (6.20) для ДСИ находим

$$d_p^1 = d_{0p}^1 \left[ 1 - \frac{D_p^*}{2\sqrt{LL_0^1}} \left( 1 + \frac{l_2^1}{d_{0p}^1} + \nu^1 \frac{d_{0p}^1}{d} + \nu'_1 \frac{l_2^1}{d} \right)^{1/2} \right], \quad (6.21)$$

$$D_p^1 = (LL_0^1)^{1/2} \left( 1 + \frac{l_2^1}{d_{0p}^1} + \nu^1 \frac{d_{0p}^1}{d} + \nu'_1 \frac{l_2^1}{d} \right)^{-1/2}. \quad (6.22)$$

При условии  $(l_{1,2}^1/L) \ll 1$  последнее слагаемое в (6.21) мало, и можно  $d_p^1$  записать в виде

$$d_p^1 \approx d_{0p}^1 = (d_0^1 d)^{1/2}, \quad (6.23)$$

т.е.  $d_p^1$  увеличивается как корень квадратный из толщины образца. Если помимо  $l_{1,2}^1/L \ll 1$  выполняется и условие  $(l_{1,2}/d) \ll 1$ , то из (6.22) имеем

$$D_p^1 = (LL_0^1)^{1/2}. \quad (6.24)$$

В общем случае, согласно (6.22), ширина основных доменов оказывается зависящей от толщины образца, увеличиваясь с ростом последней. Этот новый факт может быть пояснен следующим образом. С уменьшением толщины  $d$  ширина  $C$ -доменов  $d_p$  уменьшается (см. (6.23)) и, следовательно, число ДГ в пределах одной замыкающей области растет, что приводит к росту суммарной энергии замыкающих областей. Однако суммарная энергия при этом не увеличивается, если одновременно с уменьшением  $d$  уменьшается ширина замыкающих областей и, следовательно, ширина основных доменов.

Найденная зависимость важна при интерпретации зависимости мощности электромагнитных потерь от толщины кристалла.

Приведем некоторые оценки. Если считать, что по порядку величины  $b_1^1 \sim b_2^1 \sim E_{100} \lambda_{100}^2 \approx 10^3$  эрг/см<sup>3</sup> (для Fe  $E_{100} \approx 1.3 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup> – модуль Юнга вдоль оси [100] и  $\lambda_{100} \approx 1.95 \cdot 10^{-5}$ ),  $\gamma_A \approx 1$  эрг/см<sup>2</sup>, то  $l_{1,2}^1 \approx 10^{-3}$  см, так что условия  $l_{1,2}^1/L \ll 1$  и  $l_{1,2}^1/d \ll 1$  выполнены при  $L \gg 10^{-3}$  см,  $d \geq 10^{-3}$  см. Отсюда видно, что использованные при анализе равновесных параметров доменной структуры условия выполнены в большинстве экспериментальных ситуаций. Из этих же оценок видно, что для рассматриваемых веществ (Fe, Fe–Si) зависимость ширины основных доменов от толщины пластины оказывается существенной в области  $d \approx 10^{-3}$  см.

Аналогично исходя из (6.15) и (6.17) можно получить равновесные параметры ДСИ. Анализ, проведенный в [179], показывает, что их зависимость от толщины  $d$  и размера  $L$  пластины в ее плоскости аналогична зависимости равновесных параметров ДСИ. В частности, при  $l_{1,2}^1/L \ll 1$ , где

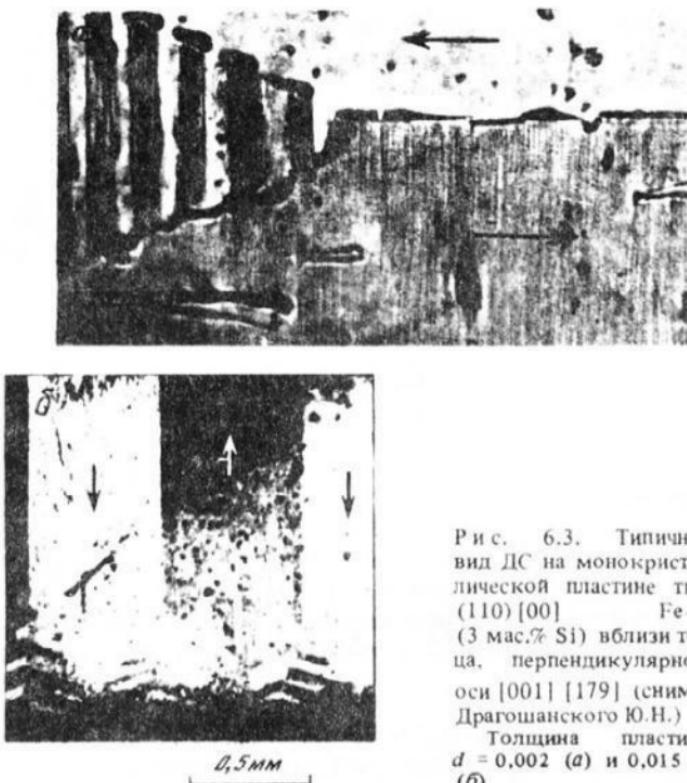


Рис. 6.3. Типичный вид ДС на монокристаллической пластине типа (110) [00] Fe-Si (3 мас.% Si) вблизи торца, перпендикулярного оси [001] [179] (снимки Драгошанского Ю.Н.)  
Толщина пластины  
 $d = 0,002$  (а) и  $0,015$  см  
(б)

$$l_{1,2}^{\text{II}} = \gamma_A / b_{1,2}^{\text{II}}, \text{ имеем}$$

$$d_{1p}^{\text{II}} = (d_0^{\text{II}} d)^{1/2}, \quad (6.25)$$

а при  $l_{1,2}^{\text{II}}/L \ll 1$  и  $l_2^{\text{II}}/d \ll 1$ , имеем

$$D_p^{\text{II}} = (L_0^{\text{II}} L)^{1/2}. \quad (6.26)$$

Здесь индекс р у  $d_1^{\text{II}}$  и  $D^{\text{II}}$  обозначает равновесные значения данных величин. Кроме того, были использованы обозначения

$$d_0^{\text{II}} = \frac{c_2}{\sqrt{3}} l_1^{\text{II}}, \quad L_0^{\text{II}} = \sqrt{2} c_0 l_2^{\text{II}}.$$

При отказе от условия  $l_2^{\text{II}}/d \ll 1$  для  $D_p^{\text{II}}$ , кроме зависимости от  $L$ , получается зависимость от  $d$ . Величина  $D_p^{\text{II}}$  растет с ростом  $d$ . Природа такого поведения  $D_p^{\text{II}}$  аналогична поведению  $D_p^{\text{I}}$  в зависимости от толщины пластины  $d$ , поясненному ранее.

Сравнение  $\epsilon_{\min}^{\text{I}}$  и  $\epsilon_{\min}^{\text{II}}$  показывает, что условия энергетической выгодности той или другой структуры определяются нюансами сложной зависимости  $\epsilon_{\min}^{\text{I}}$ ,  $\epsilon_{\min}^{\text{II}}$  от констант упругости энергий доменных стенок и толщины пластин. Однако существование обеих структур допускается в пластинах примерно одинаковых толщин (см. подробнее [179]). Экспериментальные исследования доменных структур на плоскости (110) монокристаллических пластин были выполнены также в работе [179]. Наблюдения ДС

Рис. 6.4. Зависимость равновесной ширины  $D = D_p^I, D_p^{II}$  от длины монокристаллической пластины (а) и равновесной ширины замыкающих доменов  $d_p = (d_p^I, d_p^{II})$  от толщины пластины  $d$  (б)

Поверхность пластины совпадает с кристаллографической плоскостью (110); ось [100] перпендикулярна торцам пластины; точки соответствуют экспериментальным данным для кристаллов разных размеров; 1 — DCL, размеры кристалла  $6.65 \times 1.35 \times 0.024$  см; 2 — DCL,  $5.3 \times 0.5 \times 0.38$  см; 3 — DCL, длина  $L = 1.2-12$  см, ширина  $0.5-2.3$  см; 4 — DCL, размеры кристалла  $6.55 \times 1.35 \times 0.34$  см

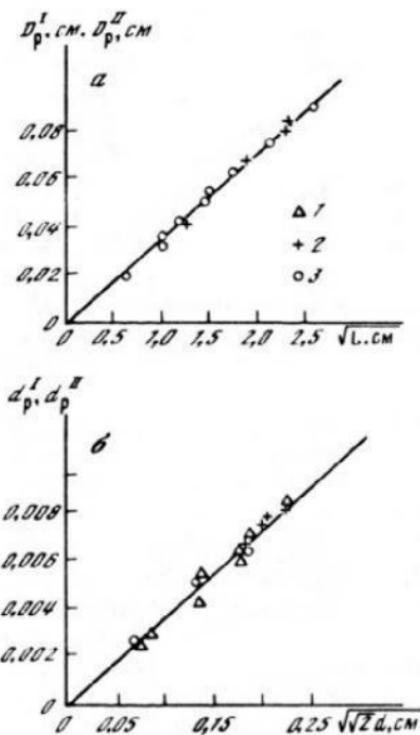
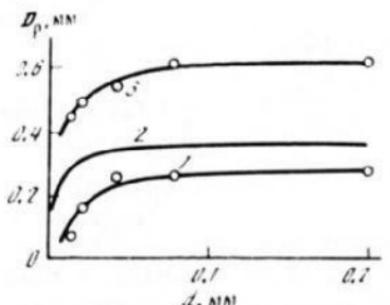


Рис. 6.5. Зависимость равновесной ширины основных доменов в (Fe-Si)-пластинах (3 мас.% Si) от толщины

Плоскость поверхности пластины параллельна (110), торцы перпендикулярны оси [100]; 1 — образцы после отжига; 2 — образцы после обработки переменным полем 50 Гц [152]; 3 — теоретическая кривая [179]



проводили методом продольного магнитооптического эффекта Керра и методом порошковых фигур. Исследовали пластины Fe—3 мас.% Si с плоскостями поверхности типа (110) и близкими к ней. Наибольший размер пластины имели вдоль ОЛН [001] (длина  $L$ ). Длина  $L$  образцов изменилась в пределах от 12 до 0,5 см, а толщина  $d$  от  $4 \cdot 10^{-2}$  до  $3 \cdot 10^{-3}$  см. Длина образцов менялась с помощью электроискровой резки, а толщина — механической шлифовкой и полировкой. После получения образцы отжигали в вакууме несколько часов при температуре  $1100^\circ\text{C}$ , а затем размагничивали переменным полем с убывающей до нуля амплитудой. Исследовали также образцы из холоднокатанной текстуриной стали *Hi-B* толщиной 0,3 мм, полученные путем химического вырезания. Эти образцы имели прямоугольную форму  $30 \times 12$  мм с длинной осью, перпендикулярной на-

правлению прокатки. Их толщина шлифовкой и обработкой в растворе HF изменялась в пределах 0,25–0,005 мм. Два типичных примера ДС, наблюдавшихся у краев образцов, перпендикулярных оси типа [001], показаны на рис. 6.3. Структура рис. 6.3, а в более тонких образцах наблюдалась чаще, чем структура рис. 6.3, б. Вид этих ДС согласуется с рассчитанными. ДС наблюдалась порошковым методом. Большие скопления порошка на участке типа  $W_2$  (см. рис. 6.2, а) указывают на наличие магнитных полюсов, что согласуется с предположениями, сделанными в расчете. Измерение  $\alpha$  дало значение, близкое к  $55^\circ$ , что также согласуется с расчетами.

На рис. 6.4 приведены измерения размеров основных доменов  $D_p$  в зависимости от длины кристалла и размеров С-доменов в зависимости от толщины пластины. Экспериментальные точки ложатся на прямые, рассчитанные соответственно для  $b_2^I = 2,605 \cdot 10^3$  эрг/см<sup>3</sup> и  $b_1^I = 16,14 \cdot 10^2$  эрг/см<sup>3</sup> согласно формулам (6.23) и (6.24). При этом мы брали  $\chi_1 = -3,7 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>,  $A = 1,48 \cdot 10^{-6}$  эрг/см, так что  $\gamma_A = 0,740$  эрг/см<sup>3</sup>. Они согласуются с расчетами, если положить  $b_1^{II} = 3,4 \cdot 10^2$  эрг/см<sup>3</sup>,  $b_2^{II} = 18,09 \cdot 10^2$  эрг/см<sup>3</sup>. Используя численные данные для  $b_i^I$ ,  $b_i^{II}$  ( $i = 1, 2$ ), получаем  $D_p^* = 2,3 \cdot 10^{-3}$  см,  $D_{p,p}^* = 3,5 \cdot 10^{-3}$  см,  $l_2^I = 2,04 \cdot 10^{-4}$  см,  $l_1^I = 4,58 \cdot 10^{-4}$  см,  $l_1^{II} = 2,28 \cdot 10^{-3}$  см,  $l_2^{II} = 4,09 \cdot 10^{-2}$  см, и следовательно, условия  $l_i^I/L \ll 1$ ,  $l_i^{II}/L \ll 1$ ,  $l_i^I \ll d$ ,  $l_i^{II} \ll d$  ( $i = 1, 2$ ), при которых получены формулы (6.23)–(6.26), выполнены.

В [152] получены данные, качественного подтверждающие предсказанную нами зависимость  $D_p^*$  от  $d$  (рис. 6.5).

В заключение этого раздела заметим, что в (Fe–Si)-образцах в виде пластин с плоскостью поверхности {110}, так же как и в образцах с поверхностью {100}, могут наблюдаться разветвленные ДС [38, 179]. Равновесные свойства таких структур и причины разветвления подробно описаны в работе [179].

#### 6.4. Равновесная доменная структура на поверхностях различной ориентации кристаллов

Согласно данным предыдущих разделов, доменные структуры пластин, поверхности которых совпадают с главными кристаллографическими плоскостями типа (100) и (110), должны быть довольно простыми. Однако если плоскость поверхности пластины отклоняется от этих плоскостей, то ДС может сильно усложниться на всей поверхности образца.

В данном разделе вид равновесной ДС на поверхностях различной ориентации приведем на примере пластин листообразных (Fe–3 мас.% Si)-кристаллов толщиной 0,2–0,5 мм [39, 213, 219, 386]. Типичные ДС, обнаруженные экспериментально порошковым методом вдали от торцов пластин, приведены на рис. 6.6. На поверхности, совпадающей с плоскостью типа (110), доменная структура имеет вид полос со взаимно антипараллельной ориентацией намагниченностей в них (рис. 6.5, а). Если плоскость наблюдения совпадает с плоскостью типа (100), которой параллельны две оси легкого намагничивания, то наряду с указанными можно обнаружить домены, разделенные между собой 90-градусными границами (рис. 6.6, б). Последнее наблюдается, если ни одна из тетрагональных осей не выделена каким-либо воздействием, например упругой деформацией. При наличии таких мест-

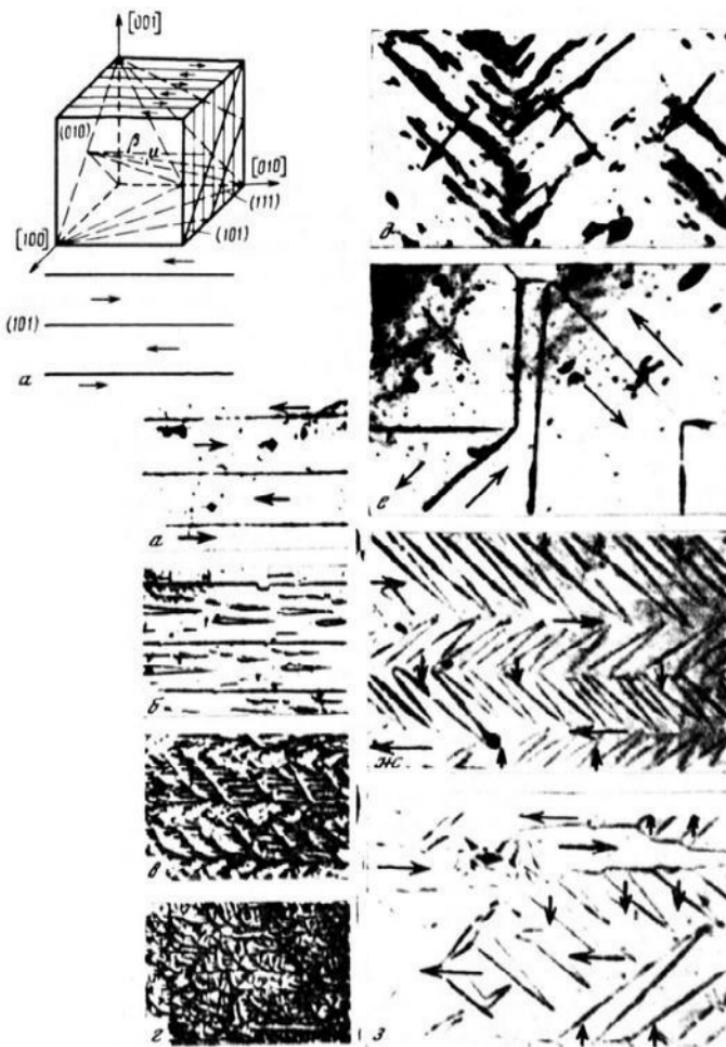


Рис. 6.6. Вид порошковых фигур на плоскостях (Fe – 3 мас.% Si)-кристаллов разной ориентации [37, 211]

$\alpha$ – $\varepsilon$  – вблизи плоскости (110), ось [001] составляет с плоскостью наблюдения углы  $\beta$ , град: 0, 2–4, 6–10, 20 соответственно, увел. 50;  $\delta$ – $\varepsilon$  – вблизи плоскости (100), оси [001] и [010] составляют с плоскостью наблюдения углы, град:  $\beta_{001} = \beta_{010} = 0$  ( $\delta$ ,  $e$ ),  $\beta_{001} = 0$ ,  $\beta_{010} = 3$ –5 ( $ж$ ),  $\beta_{001} = 2$ –4,  $\beta_{010} = 7$ –12 ( $з$ ), увел. 100

ных деформаций в указанных кристаллах возможно также существование 180-градусных и 90-градусных соседств (рис. 6.6,  $e$ ). Подобный характер доменной структуры должен сохраняться и в объеме относительно тонких пластин достаточно совершенных кристаллов, т.е. в таких кристаллах ДС должна быть сквозной.

Во всех случаях, когда оси легкого намагничивания отклонены от по-

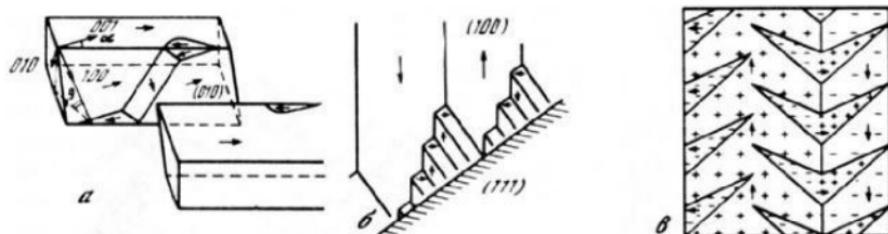


Рис. 6.7. Некоторые схемы взаимосвязи замыкающей и основной доменных структур в кристаллах (Fe-Si)-сплавов [219, 439]

*a–в* – вблизи плоскостей типа (110), (111) и (100) соответственно; стрелки обозначают направления  $M$  в доменах

верхности наблюдения, возникает разнообразная, иногда довольно сложная, картина замыкающих областей. Так, например, отклонение поверхности наблюдения от плоскости (110) на  $2\text{--}4^\circ$  приводит к дополнительной структуре в виде капель (см. рис. 6.6. *б*), которые при более значительных отклонениях ( $6\text{--}10^\circ$ ) преобразуются в "сложные" капли (см. рис. 6.6. *в*). Здесь лишь можно угадать выход на поверхность образца 180-градусных границ, разделяющих домены в ее объеме. По мере приближения к плоскости типа (111) ДС становится настолько сложной кружевоподобной (см. рис. 6.6. *г*), что даже указать выход границ основной структуры на поверхность образца здесь не представляется возможным.

Если поверхность наблюдения отклонена от плоскости типа (100), то на ней наряду с основными доменами будут появляться несколько другого вида дополнительные домены: елочки (см. рис. 6.6. *ж*), стволы (см. рис. 6.6. *з*) и др. Елочки появляются в тех случаях, когда от поверхности отклонена только одна тетрагональная ось на небольшой угол, и видоизменяются при увеличении этого угла. Дополнительная структура в виде стволов появляется, когда ни одна из указанных осей не параллельна поверхности наблюдения.

Из этого краткого рассмотрения видно, что дополнительная ДС сильно зависит от кристаллографической ориентации плоскости наблюдения. Это позволяет по виду ДС полу количественно определять ориентацию поверхностей, ограничивающих кристалл, что часто используется при экспериментальных исследованиях.

Рассмотрим связь основной и замыкающей структур в магнитотрехосных кристаллах с разной ориентацией поверхности образца (рис. 6.7). Характер распределения намагниченности в системе замыкающих доменов в виде капель исследовался в работах [38, 219], в которых дана модель замыкания магнитного потока каплевидных доменов на противоположных поверхностях относительно тонкого образца (рис. 6.7. *а*). Видно, что они соединены друг с другом внутренним доменом с  $M$ , перпендикулярным к  $M$  в основном домене. В более толстых образцах такие "поперечные" области могут проникать лишь на некоторую глубину в кристалл, оканчиваясь внутри его в виде клина. Тогда каплевидные домены на противоположных сторонах кристалла оказываются не связанными друг с другом. Эта модель замыкания потока более адекватно отражает реальную картину.

чем модель, предложенная в работе [302], не учитывающая возможности появления 90-градусных соседств в этих комплексах.

В сложной картине дополнительных доменов (см. рис. 6.6, в, г), по-видимому, замыкание осуществляется по тому же принципу, образуя более мелкие комплексы "замыкающих" доменов с различным типом соседств. Однако поскольку в плоскостях, близких к (111), нет параллельных им тетрагональных осей, на этих плоскостях всегда должны существовать магнитные заряды. Снижение магнитостатической энергии кристаллов, ограниченных этими плоскостями, осуществляется лишь за счет дробления поверхностной структуры. Именно поэтому на указанных плоскостях обнаруживается очень мелкая замыкающая доменная структура. Размеры доменов в объеме образца (основных) и на поверхности, близкой к плоскости (111), различаются примерно в 300 раз. Это, по-видимому, достигается путем ступенчатого разветвления основной структуры вблизи указанной поверхности, схематически представленного на рис. (6.7, б). Видно, что ступенчатые структуры содержат домены со взаимно перпендикулярным расположением векторов самопроизвольной намагниченности.

Расшифровка структуры в виде елочек впервые была дана в работе [439] (см. рис. 6.7, в). Направление  $M$  в "ветке елочки" составляет  $90^\circ$  с  $M$  в основном домене. На поверхности образца при этом также остаются магнитные заряды.

Итак, в ОЦК-ферромагнетиках, к которым относятся прежде всего железо и железокремнистые сплавы, обнаруживается в зависимости от кристаллографической ориентации поверхности наблюдения чрезвычайно разнообразный, иногда очень сложный вид равновесной доменной структуры с наличием, как и предсказывается теорией ([2], гл. 5), двух типов соседств между доменами – 180-градусных и 90-градусных.

На вид ДС в реальных ферромагнитных кристаллах существенное влияние оказывают различного рода нарушения кристаллической решетки (включения, пустоты, неоднородные остаточные внутренние напряжения и тому подобные дефекты). Теоретически было показано [113, 301, 368], что вследствие наличия вблизи дефектов магнитных зарядов около них для понижения магнитостатической энергии должна формироваться вторичная доменная структура. Были предсказаны также конкретные формы этих субдоменов. Не имея возможности здесь подробно остановиться на результатах экспериментальных исследований этого вопроса в (Fe–Si)-сплавах, просим заинтересованного читателя обратиться к соответствующим литературным источникам (см., напр.: [38, 43, 81, 210, 269, 439, 440, 447, 451]).

Доменная структура ферромагнетиков чрезвычайно чувствительна также к изменению толщины листа. Уменьшение последней отражается на виде поверхностной замыкающей структуры, которая с уменьшением толщины листа ниже 0,1 мм упрощается, на размерных параметрах замыкающей и основной ДС, которые в разных ситуациях ведут себя неоднозначно (см. разд. 6.3). Экспериментальные данные о поведении ДС при уменьшении толщины листа  $d$ -сплавов можно найти в работах [78, 85, 152, 179, 183].

## ПОВЕДЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В КВАЗИСТАТИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

### 7.1. Общие представления о процессах намагничивания

Одной из важнейших задач современного учения о магнетизме является исследование процессов намагничивания и перемагничивания ферромагнетиков. Во всех этих процессах чрезвычайно важную роль играет поведение доменной структуры в квазистатически изменяющихся магнитных полях.

Согласно современным представлениям [21–23], техническое намагничивание ферромагнитных кристаллов может происходить как путем смещения доменных границ, так и путем вращения векторов самопроизвольной намагченности. Доменные границы обладают некоторой энергией  $\gamma$ , которая зависит не только от материальных параметров вещества (см. гл. 5), но и от наличия тех или иных дефектов. Взаимодействие с дефектами кристалла может уменьшать энергию ДГ, а потому, чтобы сдвинуть их из положения равновесия, необходимо приложить дополнительную силу, например поместив образец во внешнее магнитное поле. В такой ситуации энергия двух соседних доменов с взаимно антипараллельной ориентацией  $M$  будет разной. С этой разницей связывают давление со стороны внешнего магнитного поля на доменную границу

$$p = -M_s H (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) = 2 M_s H \cos \alpha_1, \quad (7.1)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  описывают ориентацию  $M$  в двух соседних доменах относительно внешнего магнитного поля  $H$ . Давление  $p$  будет смещать ДГ так, чтобы уменьшить размер доменов с менее выгодной по отношению к  $H$  ориентацией  $M$ . В каждом домене возможен также поворот  $M$  к направлению  $H$ , хотя он увеличивает плотность энергии анизотропии  $w_A$ . Выясним, какие из этих процессов и в каких случаях будут преобладающими. Рассмотрим вначале процессы смещения ДГ. При малых  $H$  взаимодействие ДГ с дефектами можно аппроксимировать квазиупругой силой с плотностью  $f_{\text{кв}} = -k_y \Delta x$ , где  $\Delta x$  – смещение ДГ;  $k_y$  – коэффициент квазиупругой силы. Приравнивая  $p$  к  $f_{\text{кв}}$ , можно найти  $\Delta x$  и по нему – изменение намагченности кристалла:

$$I = (\chi_a)_{\text{см}} H, \quad (\chi_a)_{\text{см}} = \frac{4 M_s^2 \cos^2 \alpha_1}{k_y D}, \quad (7.2)$$

где  $(\chi_a)_{\text{см}}$  представляет начальную восприимчивость, связанную со смещением ДГ;  $D$  – равновесную ширину доменов.

Для оценки начальной восприимчивости, связанной с вращением  $M$ , для кристалла кубической симметрии плотность энергии анизотропии можно записать в виде  $w_A = \mathcal{K}_1 \sin^2 \theta \cos^2 \theta$ ,  $\mathcal{K}_1 > 0$ . Если при этом считать, что ДГ жестко закреплены в своих положениях равновесия, то для плотности энергии намагченности в поле  $H$  имеем  $w_H =$

$= 2M_s H \cos(\alpha_1 - \theta)$ , где  $\theta$  описывает отклонение  $\mathbf{M}$  от ОЛН. При  $\theta \ll 1$  из минимизации  $w_A + w_H$  можно найти  $\theta = (2M_s H / \chi_1) \sin \alpha_1$ , что позволяет установить

$$I = (\chi_a)_{\text{вр}} H, \quad (\chi_a)_{\text{вр}} = (4M_s^2 / \chi_1) \sin^2 \alpha_1, \quad (7.3)$$

где  $(\chi_a)_{\text{вр}}$  — начальная восприимчивость, связанная с процессами вращения  $\mathbf{M}$ .

Процессы смещения ДГ преобладают над процессами вращения  $\mathbf{M}$ , если

$$(\chi_a)_{\text{см}} > (\chi_a)_{\text{вр}}. \quad (7.4)$$

Из (7.2)–(7.4) видно, что если поле  $\mathbf{H}$  приложено вдоль ОЛН ( $\alpha_1 = 0$ ), то по крайней мере на начальной стадии намагничивания ферромагнетика процессы вращения  $\mathbf{M}$  происходить не могут. Как правило, они вносят малый вклад в ситуации, когда  $\alpha_1$  мало. Напротив, процессы смещения должны вносить малый вклад, если поле приложено вдоль направления, близкого к оси трудного намагничивания кристалла. В промежуточных ситуациях процессы смещения преобладают, если

$$k_y < \chi_1 / D. \quad (7.5)$$

Эксперименты показывают, что это условие выполняется в большинстве случаев.

Обратимый процесс смещения ДГ (см. участок  $OA$  на рис. 1.10) справедлив лишь в сравнительно малых магнитных полях. Дальнейшее увеличение поля, как было сказано выше, может привести к необратимости процесса намагничивания (см. участок  $AD$  на рис. 1.10). Такое изменение в поведении  $I$  можно объяснить необратимым смещением ДГ в кристалле, связанным с их отрывом от дефектов. При этом доменные границы начинают свободно перемещаться вдоль кристалла даже при незначительном увеличении внешнего магнитного поля. Если представить себе, что кристалл содержит строго одинаковые дефекты, расположенные правильным образом в кристалле, то после отрыва ДГ от дефектов намагченность должна практически скачком измениться до некоторого значения, связанного с полным исчезновением доменной структуры. Реально наблюдается хотя и очень быстрое (по сравнению с начальным участком), но все же достаточно плавное изменение  $I$ . Это связано с тем, что в реальных многодоменных кристаллах силы взаимодействия различных ДГ каким-то образом распределены по образцу и в этот процесс постепенно вовлекаются границы одна за другой.

Процесс необратимого смещения ДГ заканчивается практически полным исчезновением тех доменов, намагченность которых невыгодно ориентирована по отношению к направлению внешнего магнитного поля. При этом в оставшейся однодоменной области намагченность будет ориентирована в направлении, близком к одной из ОЛН. Если эта ось не параллельна полю, то при дальнейшем увеличении поля процесс намагничивания образца будет продолжаться (вектор  $\mathbf{M}$  начнет поворачиваться к направлению  $\mathbf{H}$ ). При этом вследствие отклонения  $\mathbf{M}$  от ОЛН произойдет увеличение энергии анизотропии, что затруднит весь процесс намагничивания.

вания кристалла. Этим и объясняется очень пологое изменение  $I$  на участке  $CD$  кривой намагничивания по сравнению с участком  $AC$  (см. рис. 1.10).

Таким образом, условно процесс намагничивания ферромагнетика можно разделить на процессы обратимого и необратимого смещения доменных границ на первых двух стадиях намагничивания, а также на процесс вращения  $M$  на последней стадии технического намагничивания. Реально все эти процессы могут идти практически одновременно, поэтому правильнее говорить о преобладании на каждом из описанных участков того или иного процесса.

Неявно при описании процессов намагничивания мы имели в виду магнитоодносный монокристалл. В поликристалле в каждом кристаллите возможны аналогичные процессы. Однако поскольку могут существовать и кристаллиты ОЛН которых перпендикулярны приложенному внешнему магнитному полю, в таких кристаллитах магнитоодносных ферромагнетиков с самого начала будут преобладать процессы вращения  $M$ . Поэтому в целом процесс намагничивания поликристалла будет более плавным, чем процесс намагничивания монокристалла.

Как отмечалось в гл. 1, если после доведения образца до насыщения постепенно уменьшать внешнее магнитное поле, то образец будет размагничиваться. При этом кривые размагничивания не будут совпадать с кривыми намагничивания. Такая неоднозначная зависимость  $M$  от  $H$  (гистерезис) связана с целым рядом причин. В многодоменных образцах, где перемагничивание обусловлено в первую очередь смещением ДГ, одной из главных причин магнитного гистерезиса может служить задержка смещения ДГ на дефектах (немагнитные и магнитные включения, межзеренные границы, дислокации и др.) и их последующие необратимые скачки. В ряде случаев, например в ферромагнетиках с достаточно большими полями анизотропии  $H_A$ , магнитный гистерезис может определяться задержкой образования и роста зародышей перемагничивания, из которых развивается доменная структура.

## 7.2. Поведение доменной структуры магнитотрехосных кристаллов в квазистатически изменяющихся магнитных полях

Отметим прежде всего что поведение ДС под влиянием магнитных полей в магнитотрехосных ферромагнетиках оказывается существенно сложнее, чем в магнитоодносных, схематически описанных в предыдущем разделе. Рассмотрим процессы намагничивания и перемагничивания листообразных ( $\text{Fe} - 3 \text{ мас. \% Si}$ )-кристаллов с разной ориентацией поверхности листа.

Обратимся вначале к случаю, когда плоскость листа близка к плоскости  $(110)$ , а поле прикладывается под разными углами к оси  $[001]$ , лежащей в плоскости листа или ее проекции на плоскость листа [86, 96, 215]. На рис. 7.1 приведены кривые намагничивания и максимальные петли гистерезиса таких кристаллов, вырезанных в виде полосок размером  $120 \times 5 \times 0,3$  мм, длинная сторона которых составляет углы  $\alpha = 0, 55$  и  $90^\circ$  с осью  $[001]$ . Здесь же показан вид ДС, выявленной с помощью меридионального магнитооптического эффекта Керра при различных значениях внутреннего поля в образце  $H_i$ , ориентированного вдоль полосок. Соответствую-

ющие экспериментальные точки располагаются около углов фотоснимков — верхних или нижних. Ориентация векторов самопроизвольной намагниченности  $M$  в "темных" и "светлых" доменах указана стрелками на фотоснимках, полученных с поверхности размагниченных образцов. Доменная структура в этих состояниях имеет вид доменов, разделенных 180-градусными границами, параллельными осям [001] (полосовая структура). Предварительно отметим, что в образцах другой формы (например, в дисках) и даже в кристаллитах поликристаллических образцов (Fe—Si)-сплавов процессы намагничивания качественно не отличаются от описанных ниже.

Если поле действует вдоль оси [001] (рис. 7.1, а), то изменения доменной структуры при намагничивании образца заключаются лишь в смещении 180-градусных границ между исходными основными доменами, по завершению которых образец становится магнитонасыщенным. При небольшом отклонении поверхности листа от плоскости (110), когда на ней, кроме основной структуры, обнаруживаются, например, каплевидные замыкающие области (рис. 7.1, б), намагничивание вдоль проекции оси [001] на плоскость листа осуществляется в основном также путем интенсивного смещения 180-градусных границ между основными доменами (рис. 7.2, а—в). Каплевидные домены при этом мало меняются. Лишь те из них, которые оказываются вблизи смещающейся границы, исчезают, но они возникают вновь, как только граница минует место их расположения. По завершению процесса смещения 180-градусных границ основных доменов в области резкого изгиба кривой намагничивания количество "капель" на поверхности образца восстанавливается примерно до их количества в размагниченных образцах или их может оказаться даже несколько больше. Только дальнейшее увеличение поля приводит к постепенному уменьшению числа и объема "капель", а далее и к их исчезновению (рис. 7.2, г), т.е. процесс намагничивания в данном случае не заканчивается с завершением смещения границ в основной структуре. На последующем его этапе происходит наряду с процессом вращения  $M$  к направлению поля смещение границ замыкающих доменов.

Если поле ориентировано под углом  $\alpha$  к ОЛН, лежащей в плоскости пластины (или ее проекции на эту плоскость), то наблюдается более сложное изменение доменной структуры в процессе намагничивания образцов по сравнению с описанным. Так, при намагничивании под углами к оси [001]  $\alpha \leq \alpha_c = \operatorname{arctg} \sqrt{2} \approx 55^\circ$  (см. рис. 7.1, б) в слабых полях происходит незначительное смещение исходных 180-градусных границ. В области первого изгиба кривой намагничивания (точка А на рис. 7.1, б) на поверхности появляются домены, вытянутые под углом  $\alpha_c$  к оси [001]. Они быстро распространяются по всей поверхности образца, формируя наиболее крутой участок кривой намагничивания. В результате этого в области второго резкого изгиба кривой намагничивания (точка С на рис. 7.1, б) вся поверхность образца оказывается разделенной на такие темные и светлые полосы. При дальнейшем увеличении поля ширина полос одного какого-либо оттенка (в зависимости от направления поля) постепенно уменьшается, и наконец, в сильных полях (доводящих образцы до насыщения) они исчезают. Поверхность образцов становится однотонной (светлой или темной).

Аналогичный характер поведения ДС наблюдается даже при незначи-

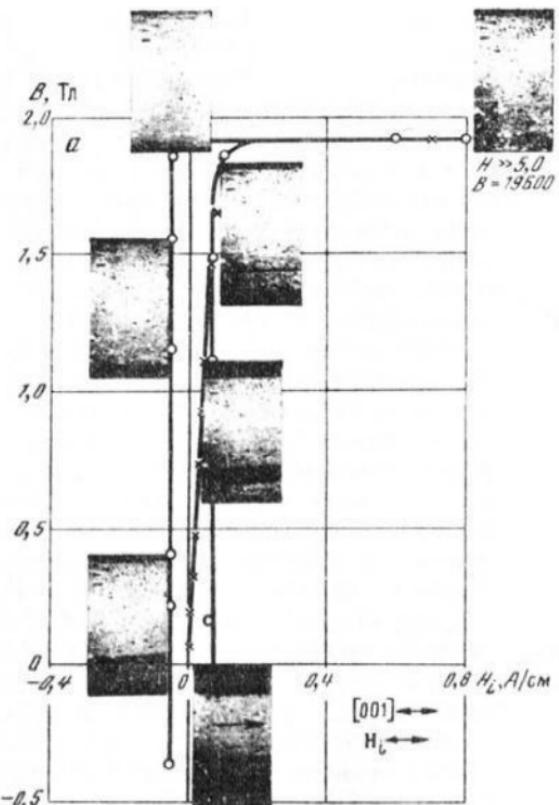


Рис. 7.1. Поведение доменной структуры при намагничивании (1) и перемагничивании (2) (Fe – 3 мас.% Si)-кристалла типа (110) [001] вдоль различных осей [86]

Поле действует вдоль осей:  $a$  – [001],  $\alpha = 0$ ;  $b$  – [111],  $\alpha = 55^\circ$ ;  $c$  – [011],  $\alpha = 90^\circ$

тельных ( $\alpha \approx 5^\circ$ ) отклонениях намагничивающего поля от оси [001] в кристаллах типа (110) [001]. В отличие от описанного случая, как и следовало ожидать, более интенсивно идет процесс смещения исходных 180-градусных границ, а затем, по мере увеличения поля, на поверхности образца возникает новая система доменов в виде коротких узких полосок, наибольшая ось которых составляет с осью [001] также угол  $\sim 55^\circ$ , которые сначала увеличиваются по площади, а затем убывают и далее исчезают.

Если  $\alpha > \alpha_c \approx 55^\circ$ , то отличие поведения ДС при намагничивании образца от описанного заключается лишь в том, что в этих случаях в каждом исходном основном полосовом домене появляется на поверхности образца своя, описанная выше, система темных и светлых полос, в результате чего в области второго резкого изгиба кривой намагничивания вся поверхность образцов оказывается покрытой доменами в виде зигзагов. Если  $\alpha = 90^\circ$ , то зигзаги имеют симметричный вид (см. рис. 7.2). Если  $\alpha_c < \alpha < 90^\circ$

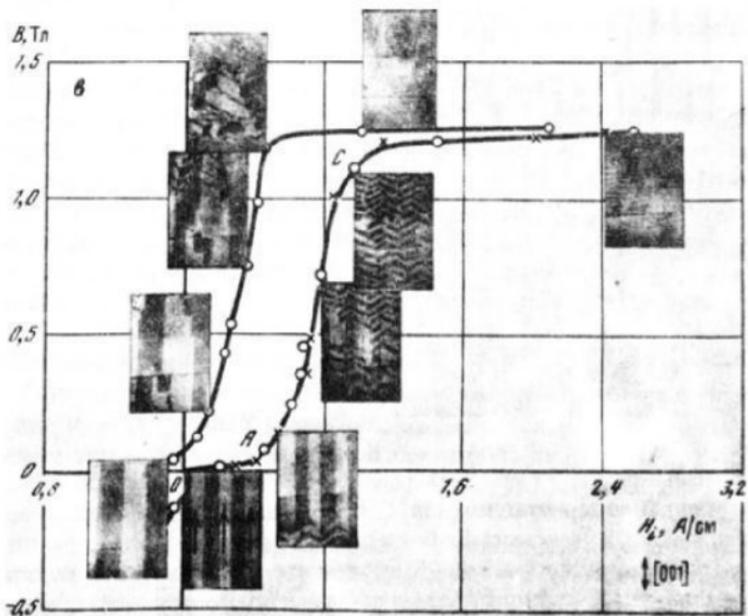
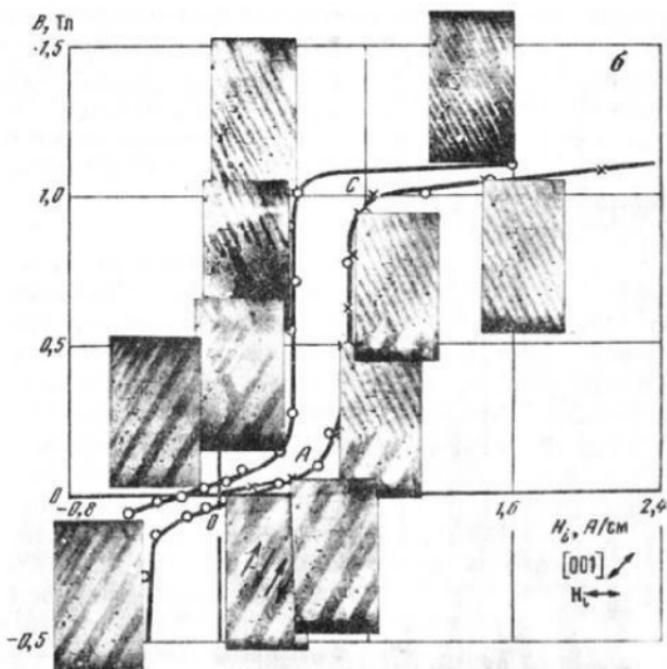
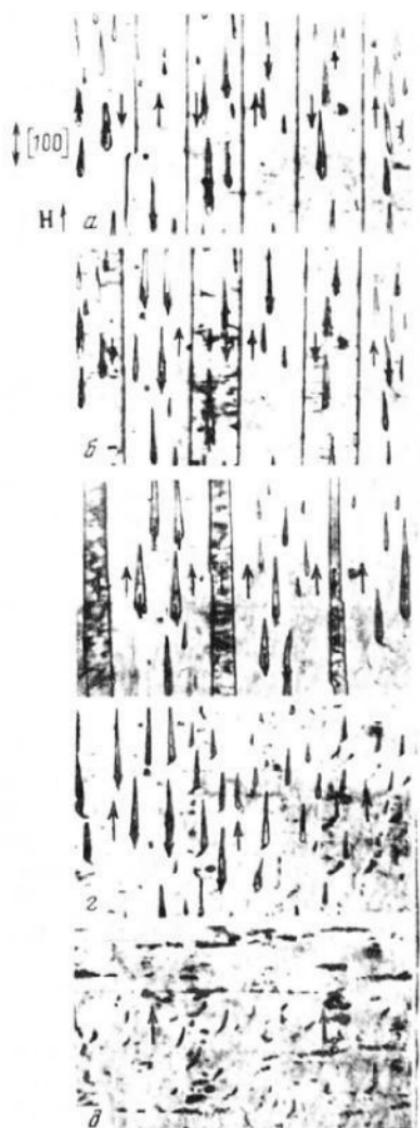


Рис. 7.2. Изменение доменной структуры (порошковых осадков) (Fe - 3 мас.% Si)-кристалла типа (110) [001] в магнитном поле вдоль проекции оси [001] на плоскость листа ( $\beta \approx 2^\circ$ ) [211]

Величина внешнего поля 0 (a); 0,4 (б); 8,0 (в); 45 (г) и 320 (д) А/см



$< 90^\circ$ , то симметрия в зигзагах нарушается, одна из образующихся систем оказывается длиннее другой. Дальнейшее увеличение поля в этих случаях, в отличие от предыдущих, сопровождается "выпрямлением" зигзагов в полосы, перпендикулярные оси [001], которые затем дробятся и вблизи магнитного насыщения образца исчезают. Во всех случаях процессы выше точки С сопровождаются медленным ростом индукции и сочетают в себе процессы вращения  $M$  к направлению поля и процессы смещения ДГ. В отличие от случаев, когда это происходит вследствие несовпадения оси легчайшего намагничивания с плоскостью листа и наличием на ней замыкающих доменов (см. рис. 7.1), здесь процессы смещения связаны с изменениями во вторичной структуре, образующейся под воздействием магнитного поля. Таким образом, описание кривых намагничивания на основе четкого разделения процессов смещения границ и процессов вращения  $M$  в магнитомногоосных ферромагнетиках оказывается еще менее правомерным, чем в магнитоодноосных.

Рассмотрим теперь формирование доменной структуры при уменьшении поля от насыщающей величины [15, 37, 38, 86, 96, 203, 213, 243]. Если перемагничивание кристалла типа (110) [001] осуществляется вдоль оси [001], лежащей в плоскости образца, то процесс начинается с появления и роста кинжаловидных доменов вблизи его торцевых поверхностей (или межкристаллитных границ). Оси этих доменов совпадают с осью [001], а направление векторов намагниченности в них антипараллельно полю и намагниченности основного объема образца. Некоторые из таких зародившихся доменов по мере уменьшения поля активно растут и при изменении его направления на противоположное развиваются в основные "обратные" домены. Такой домен виден у нижнего края образца

поля от насыщающей величины [15, 37, 38, 86, 96, 203, 213, 243]. Если перемагничивание кристалла типа (110) [001] осуществляется вдоль оси [001], лежащей в плоскости образца, то процесс начинается с появления и роста кинжаловидных доменов вблизи его торцевых поверхностей (или межкристаллитных границ). Оси этих доменов совпадают с осью [001], а направление векторов намагниченности в них антипараллельно полю и намагниченности основного объема образца. Некоторые из таких зародившихся доменов по мере уменьшения поля активно растут и при изменении его направления на противоположное развиваются в основные "обратные" домены. Такой домен виден у нижнего края образца

на фотоснимке рис. 7.1, *a*, полученном вблизи  $H_i \approx 0$ . Поскольку обратные домены начинают развиваться лишь при изменении знака поля, остаточная индукция образца  $B_r$  в этом случае близка к индукции насыщения  $B_s$ . Увеличение поля в противоположном направлении сопровождается быстрым ростом обратных доменов и резким уменьшением индукции образца, которое осуществляется путем смещения 180-градусных границ, отделяющих растущие домены от остальной части образца. Гистерезис в этом случае, как видно из рис. 7.1, *a*, связан в основном с задержкой роста зародышей перемагничивания.

Если поверхность листа отклонена от плоскости (110) на некоторый угол, и на ней в размагниченном образце имеются дополнительные домены, например в виде капель, то при последующем снижении поля, намагнитившего образец до насыщения вдоль проекции оси [001] на плоскость листа, формирование ДС начинается с появления и роста этих дополнительных доменов по всей поверхности образца. Некоторые из них наряду с кинжало-видными доменами у торцов образца при дальнейшем снижении поля становятся зародышами перемагничивания и превращаются в основные 180-градусные домены, ускоряя тем самым процесс перемагничивания. Величина остаточной индукции в этом случае оказывается несколько ниже, чем в предыдущем, поскольку дополнительные домены с обратным знаком намагниченности по отношению ко всему объему образца возникают в полях, совпадающих по знаку с намагничивающим полем. В поликристаллических образцах местами, откуда начинается рост зародышей перемагничивания, являются и межзеренные границы.

Процессы формирования ДС при перемагничивании кристаллов типа (110) [001] под углом  $\alpha$  к оси [001], как и намагничивание, осуществляется значительно сложнее, чем в только что описанных ситуациях. Так, при углах  $\alpha \leq \alpha_c$  (см. рис. 7.1, *b*) по мере уменьшения поля вначале на однотонной поверхности образца появляются "островки" другого оттенка, которые постепенно увеличиваются и сливаются. В результате этого снова появляется система полос, вытянутых под углом  $\sim 55^\circ$  к оси [001]. Этот процесс сопровождается постепенным снижением индукции образца. Область резкого изгиба исходящей ветви петли гистерезиса соответствует хорошо развитой полосчатой структуре, вытянутой в указанном направлении. Дальнейшее снижение поля приводит к быстрой перестройке ДС, вследствие чего в полях, близких к нулю, восстанавливается исходный вид доменной структуры со 180-градусными границами, параллельными оси [001]. Далее, в узком интервале полей отмечается незначительное смещение 180-градусных границ, а при переходе в область отрицательных полей, превышающих коэрцитивную силу, изменение ДС качественно повторяет ее изменение при намагничивании.

При углах  $\alpha > 55^\circ$  формирование ДС на кривой размагничивания внешне несколько отличается от только что описанного. Так, в случае  $\alpha = 90^\circ$  (см. рис. 7.1, *c*) появляется вначале система очень узких темных и светлых полос, перпендикулярных оси [001], которые затем укрупняются и искривляются. В области резкого изгиба кривой размагничивания отмечается появление более крупных доменов, разделенных между собой 180-градусными границами, параллельными оси [001]. Эти домены на крутом участке петли быстро распространяются по всей поверхности образца, и

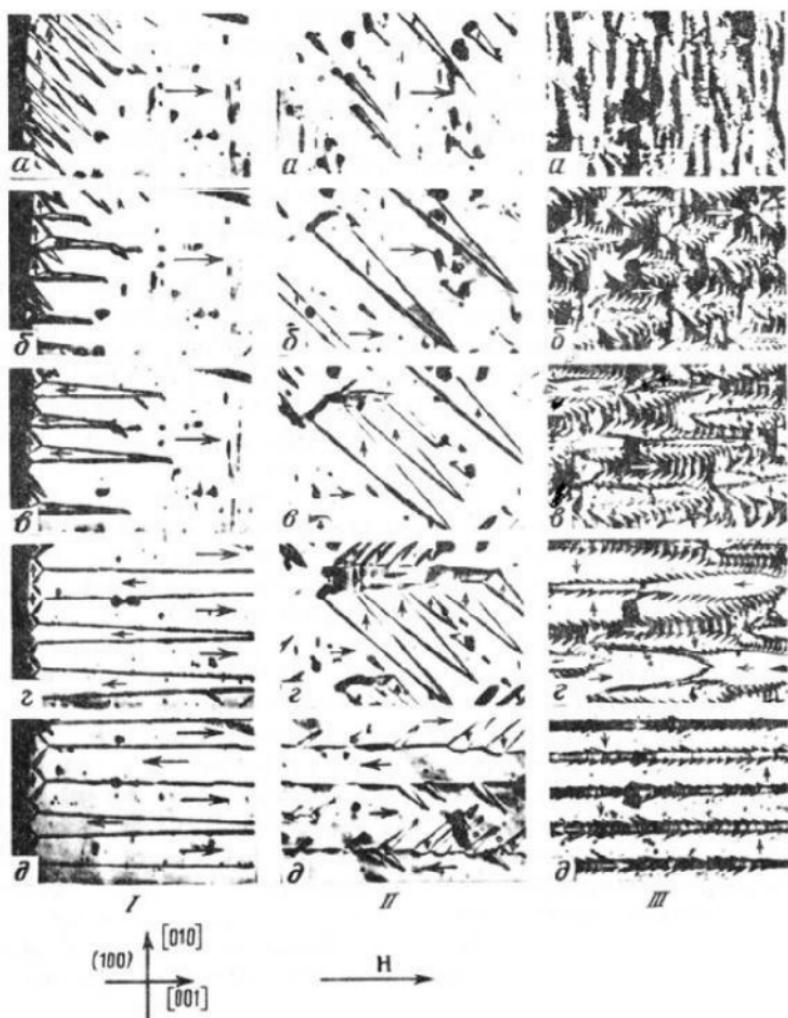


Рис. 7.3. Формирование доменной структуры при перемагничивании (Fe–Si)-кристаллов с плоскостью, близкой к плоскости (100) [37, 38]

*a* – магнитонасыщенные состояния; *б–г* – на петле гистерезиса между насыщением и козэрцитивной силой; *д* – в состоянии козэрцитивной силы.

*I–III* – наклон одной из тетрагональных осей к плоскости листа 0, 2 и 6° соответственно

при выключении поля доменная структура принимает вид, характерный для размагниченного образца. Поскольку, как видно из рис. 7.1, *б*, *в*, процессы размагничивания (Fe–Si)-кристаллов типа (110) [001] под углом  $\alpha > 0$  к оси (001) осуществляются в основном в положительных полях (совпадающих по направлению с намагничивающим), они приводят к необычному для структурно-однофазных ферромагнетиков виду петли гистерезиса с сильной перетяжкой в области слабых полей и очень низкой величиной остаточной индукции. Отметим, что такой вид петель гистерезиса

наблюдался и в поликристаллических текстурированных образцах кремнистого железа при перемагничивании перпендикулярно оси текстуры [286]. Гистерезис магнитных свойств в этих ситуациях связан с гистерезисом самой перестройки ДС в магнитном поле.

Анализ механизма и физических причин описанной перестройки ДС будет проведен в следующих разделах. Здесь кратко рассмотрим еще процессы формирования ДС в процессе перемагничивания кристаллов, наибольшая плоскость которых совпадает или близка к плоскости типа (100), детально исследованные в работах [37, 38]. Типичное поведение ее в этих случаях представлено на рис. 7.3. Если поверхность образца совпадает с плоскостью (100) (рис. 7.3.1), то перемагничивание вдоль одной из ОЛН, параллельной поверхности листа, как правило, также начинается с возникновения у его торцов кинжаловидных доменов, но в отличие от перемагничивания в плоскости (110) ось этих доменов составляет угол  $45^\circ$  с направлением поля, а  $M$  в них перпендикулярны направлению суммарной намагниченности образца (рис. 7.3.1, a). Такая, первоначальная ориентация  $M$  в кинжаловидных доменах связана с более низкой энергией их в поле по сравнению с антипараллельной ориентацией  $M$  по отношению к полю. Она оправдана также и с точки зрения анизотропии, поскольку совпадает с ориентацией еще одной из ОЛН, расположенной в плоскости образца или близкой к ней. Однако по мере уменьшения поля первый из упомянутых факторов становится несущественным, вследствие чего система образовавшихся кинжаловидных областей перстраивается. Возникают зародыши перемагничивания с обратным полю направлению  $M$  (рис. 7.3.1, б), которые при дальнейшем уменьшении поля растут, а некоторые из них превращаются в основные домены (рис. 7.3.1, в, д). Вблизи торца при этом возникают также замыкающие области треугольной формы с  $M$ , перпендикулярными  $M$  в указанных доменах.

Если одна из осей типа [001] отклонена от поверхности кристалла (рис. 7.3. II), то в отличие от предыдущего появляющиеся кинжаловидные домены с  $M$ , перпендикулярными направлению поля, располагаются не только вблизи торцов образца, но и вдали от них, занимая значительный суммарный объем (рис. 7.3. II, а, б). Возникающие при дальнейшем уменьшении поля вблизи торцов образца домены с противоположной полю ориентацией  $M$  (рис. 7.3. II, в, г), увеличиваясь и видоизменяясь, как и выше, приводят к формированию развитой ДС образца (рис. 7.3. II, д). Аналогичные процессы происходят и при значительных отклонениях поверхности образца от плоскости типа (100) (рис. 7.3. III) с той лишь разницей, что с увеличением отклонения поверхности образца от плоскости (100) число мест, откуда начинается рост обратных доменов, существенно увеличивается, т.е. процесс размагничивания как бы ускоряется. Надо полагать, что еще более сложно осуществляется процесс размагничивания в кристаллах с произвольной ориентацией поверхности образца. Как и выше, появление замыкающей поверхностью ДС вследствие отклонения плоскости образца от плоскости (100) должно сопровождаться более низкими значениями остаточной намагниченности.

В поликристаллических образцах на процессы намагничивания и перемагничивания существенное, иногда определяющее, влияние могут оказывать межзеренные границы. В частности, на них может начинаться рост

зародышей перемагничивания. При этом в зависимости от взаимной разориентации кристаллитов эти процессы могут происходить более автономно в каждом кристаллите (в изотропных материалах) или совместно, охватывая одновременно большие группы зерен (в кристаллографически текстурованных материалах). С этим в значительной мере и связаны резко различные магнитные свойства упомянутых материалов.

Все сказанное позволяет понять факт более низких экспериментальных значений остаточной индукции в реальных поликристаллических образцах по сравнению с теоретическими оценками ее, не учитывающими фактическое поведение ДС и строящимися на предположении, что после выключения поля  $M$  в кристаллитах ориентированы вдоль ОЛН в ближайших полюсах направлениях [2, 21, 169]. Находит принципиальное объяснение и выявленный в работе [46] магнитный гистерезис в магнитомягких ферромагнетиках в области высоких индукций. Он может быть связан с гистерезисом замыкающей ДС, формирующейся вблизи поверхностей, ограничивающих образец.

### 7.3. Анализ поведения доменных структур во внешнем магнитном поле, не параллельном оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости пластины

Первое качественное описание перестройки доменной структуры во всем объеме образца по наблюдениям поверхности структуры (см. рис. 7.2, 7.3) и причин, ее вызывающих, было дано в работах [86, 96, 215]. Важный шаг в понимании особенностей ДС внутри образца был сделан Хубертом [189, 321], который предложил ряд конкретных моделей ДС (рис. 7.4, а, б). Эти модели содержат доменные границы, приводящие к возникновению минимальной магнитоупругой энергии при достаточно больших  $\alpha$  (например,  $\alpha = 90^\circ$ , см. далее), и правильно описывают наблюдаемые значения магнитной индукции, соответствующие фиксированным внешним магнитным полям. Однако при малых  $\alpha$  (например,  $\alpha = 25^\circ$ ) модель Хуберта дает заниженные по сравнению с экспериментом значения

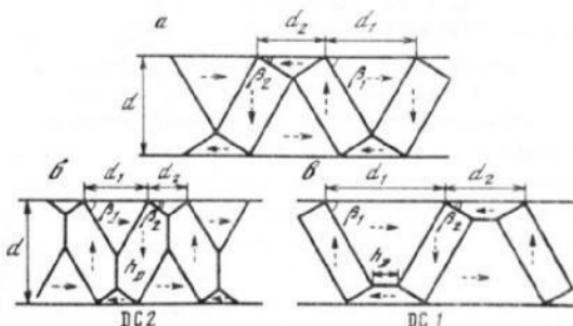


Рис. 7.4. Схематическое изображение строения ДС в поперечном сечении пластины с плоскостью поверхности (110) и с осью [001] (лежит в плоскости пластины), наклоненной под разными углами  $\alpha$  к большей стороне пластины

$$a - \alpha = \alpha_c; b - \alpha > \alpha_c; c - \alpha < \alpha_c; \tan \alpha_c = \sqrt{2}$$

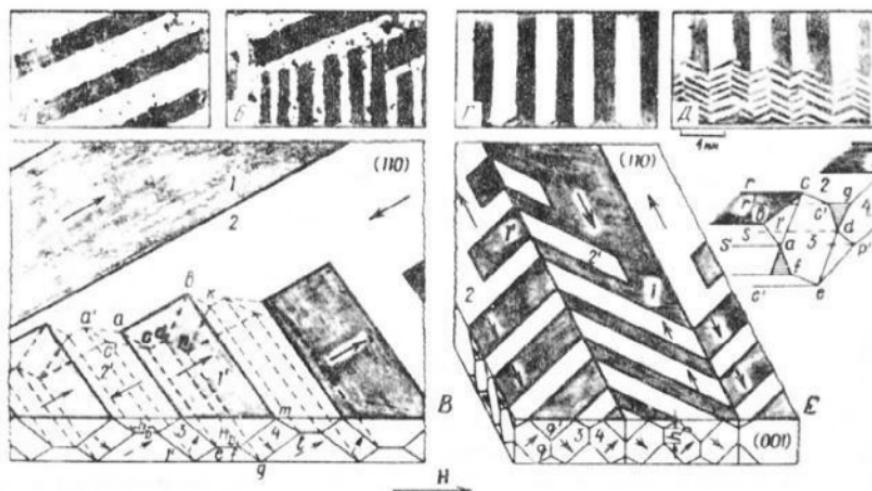


Рис. 7.5. Вид и схематическое изображение доменной структуры  $(Fe-Si)$ -кристаллов типа (110) [001] [89]

*А, Г* – размагниченные состояния; *Б, Д* – в магнитном поле, составляющем с осью [001] углы  $\alpha = 25^\circ$  и  $90^\circ$  соответственно; *В, Е* – схемы вторичной структуры образцов в поле ( $\alpha < 55^\circ$  и  $\alpha > 55^\circ$  соответственно)

ния индукции. В связи с этим авторы работ [73, 89] предложили модель внутренней структуры доменов, которая для  $\alpha < \alpha_c$  снимает этот недостаток (рис. 7.4, *в*). Кроме того, в работах [73, 89] приведены моделистыковки основной и вновь прорастающей в магнитном поле ДС, позволяющие согласовать с экспериментальными данными рассчитанные по виду поверхности ДС значения индукции образца. Эти модели представлены на рис. 7.5, *В, Е*. На основе их проведен детальный теоретический анализ перестройки ДС в магнитном поле при произвольных углах  $\alpha$ . Поскольку указанные модели неоднократно используются в дальнейшем для описания поведения магнитных свойств пластин кремнистого железа с плоскостью поверхности типа (110) и с осью [001], лежащей в плоскости пластины, но наклоненной под углом  $\alpha$  к большему боковому ребру пластины, дадим их подробное описание.

На рис. 7.5 представлена также наблюдаемая [89] на поверхности (110) указанных  $(Fe - 3\% \text{ мас. Si})$ -пластин для двух случаев  $\alpha = 25^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$ . При этом рис. *А* и *Г* соответствуют размагниченному состоянию, а *Б* и *Д* – состоянию в магнитном поле. На рис. 7.5 дано схематическое изображение строения ДС в поперечном сечении плоскостью перпендикулярной поверхности пластины. При построении приведенных моделей ДС, назовем их соответственно ДС1 и ДС2, использовались доменные границы, обеспечивающие по возможности наименьшую магнитоупругую энергию. При этом схемы *В* и *Е* (см. рис. 7.5) характеризуют образцы с  $\alpha < \alpha_{kp}$  и  $\alpha > \alpha_{kp}$  соответственно, где под  $\alpha_{kp}$  далее мы понимаем угол, ниже которого энергетически выгодно существование ДС1, а выше которого – существование ДС2. С приближением  $\alpha$  к  $\alpha_{kp}$  с любой стороны  $h_D$  стремится к нулю и модель прорастающей структуры в сечении оказывается аналогичной приведенной на рис. 7.4, *а* [321].

Как и в разд. 6.3 и 6.4, приповерхностные домены, намагниченность которых параллельна поверхности образца, будем называть *B*-доменами, а домены с намагниченностью под углом  $45^\circ$  к поверхности *C*-доменами. Имеется два типа доменных границ, разделяющих *B*- и *C*-домены, на которых обеспечивается непрерывность нормальной составляющей намагниченности (отсутствуют магнитостатические заряды). Один из них составляет с поверхностью пластины угол  $\beta_1 = 60^\circ$ , другие  $\beta_2 = 30^\circ$ , причем первые параллельны кристаллографическим плоскостям типа (110), вторые – (221).

След этих ДГ на поверхности пластины составляет с ОЛН типа [001] угол  $\alpha = \alpha_c$ . Согласно схемам *B* и *E*, имеем также следующие границы. Границы типа I, параллельные кристаллографическим плоскостям (КП) типа (110). Они разделяют основные 180-градусные домены (например, 1 и 2 с М, параллельной и антипараллельной оси [001]). Границы II – 90-градусные (участки  $a' acc'$ ,  $bknd$  на рис. 7.5, *B*;  $acc'def$  – на рис. 7.5, *E*). Они отделяют прорастающие домены 3 и 4 (*C*-домены) от основных доменов. Поверхности этих границ параллельны кристаллографическим плоскостям типа (111). Границы типа III – 180-градусные (участки  $abdc$  на рис. 7.5, *B*), отделяющие исходные домены и *B*-домены типа доменов 1' и 2', замыкающих на поверхности образца магнитный поток, проходящий через домены 3 и 4. Намагниченность в доменах 1' и 2' направлена вдоль оси [001]. Поверхность этих границ параллельна кристаллографическим плоскостям {110}. Границы II и III стыкуются по кристаллографическим направлениям (111). При этом в случае  $\alpha > \alpha_{kp}$  магнитный поток полностью замкнуть не удается и на стыке основных и прорастающих доменов появляются небольшие участки, например  $c'gd$ , параллельные КП {211}, на которых имеются магнитные заряды.

Имеются и другие границы (тип IV), площадь которых меняется, но сами они практически не двигаются. Это 90-градусные ДГ, параллельные КП типа 211 (например,  $bklm$ ,  $gfdn$  на схеме *B*,  $r'c'cr$  и  $sdc'r'$  на схеме *E*), и 90-градусные ДГ, параллельные КП типа {110} (например,  $bmfd$ ,  $klgn$  на схеме *B* и  $rcas'$ ,  $sdee'$  на схеме *E*). Доменные границы типа IV отделяют два соседних *B*- и *C*-домена друг от друга. Следы этих границ изображены также в сечении образца плоскостью (011). При  $\alpha < \alpha_{kp}$  появляются и 180-градусные ДГ (типа V), отделяющие два прорастающих *B*-домена 1' и 2' друг от друга и параллельные КП типа {110} и поверхности образца. Их ширина обозначена  $h_D$  на схеме рис. 7.5, *B*.

В случае  $\alpha > \alpha_{kp}$  в процессе перестройки доменной структуры возникают также 90-градусные границы между *C*-доменами (границы типа VI), следы которых видны на рис. 7.5, *E* в сечении образца плоскостью типа (100) (отрезки  $qq'$ ). Площадь этих границ с увеличением  $\alpha$  в области  $\alpha > \alpha_{kp}$  увеличивается. Границы V и VI, как и границы IV, в процессе перестройки доменной структуры сами не двигаются, но увеличиваются по площади.

Перестройка доменной структуры на кругом участке кривых намагничивания осуществляется путем движения фронта, состоящего из 90-градусных (тип II) и 180-градусных (тип III) границ, отделяющих от исходных (1, 2) доменов соответственно *C*-домены и *B*-домены. В кристаллах с  $\alpha \leq \alpha_{kp}$  активно участвуют в процессе намагничивания также гра-

Рис. 7.6. Вид ДС на (110)-поверхности (Fe-Si)-пластины (3 мас.% Si)

Пластина вырезана так, что ось [001], лежащая в плоскости пластины, наклонена к большей ее стороне под углом  $\alpha = 25^\circ$ ; переход от  $a$  к  $b$  и т.д. соответствует увеличению внешнего  $H_0$  и внутреннего  $H_i$  магнитного поля; в случае  $H = 0$  ( $a$ ) имеется два типа замыкающих областей КЛМ (ОПР) и МНО.

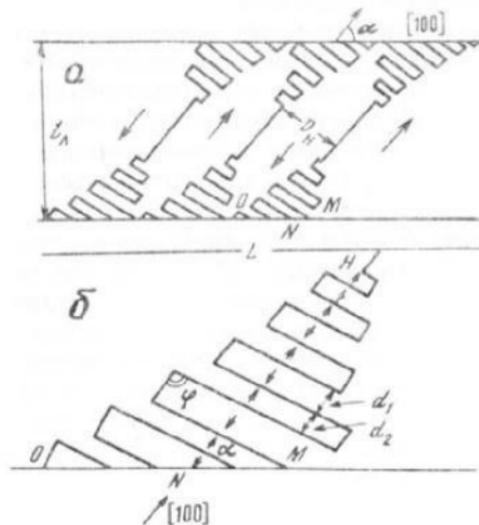


Рис. 7.7. Схематическое изображение вида ДС на плоскости поверхности пластины (110) с ОЛН, параллельной плоскости поверхности и наклоненной к боковой поверхности пластины под углом  $\alpha$

$a$  — полная схема;  $b$  — схема замыкающего элемента;  $l_A$  — ширина;  $L$  — длина пластины

ницы V и IV. На участке за вторым резким изгибом кривой намагничивания (точка C на рис. 7.1, б) объем C-доменов и B-доменов (см. схему 7.5, В) должен сокращаться, поскольку намагниченность в них оказывается теперь менее выгодно ориентированной относительно поля, чем намагниченность остальной части образца. В образцах с  $\alpha > \alpha_{kp}$  (особенно при  $\alpha = 90^\circ$ ) на этом участке кривой намагничивания увеличение результирующей индукции может происходить одновременно как за счет уменьшения суммарного объема B-доменов, что осуществляется путем дробления доменной структуры, так и за счет поворота M в C-доменах к направлению поля. В образцах с  $\alpha$  в окрестности  $\alpha_{kp}$  на рассматриваемом участке кривых намагничивания рост намагниченности главным образом должен осуществляться путем вращения M в доменах, поскольку ни одна из тетрагональных осей, вдоль которых ориентирована M,

в этих доменах не имеет существенного преимущества в расположении относительно поля  $H$ .

В работе [73] проведены дополнительные экспериментальные исследования ДС в присутствии внешнего магнитного поля. На рис. 7.6 показаны особенности перестройки ДС, положенные в основу теоретического рассмотрения проблемы [73, 89]. Схема рис. 7.7 совместно со схемой рис. 7.5 иллюстрирует расшифровку наблюдаемой ДС. Упомянутые дополнительные особенности заключаются в следующем. Магнитный поток, связанный с основными доменами в размагниченном состоянии частично замыкается с помощью треугольных областей (*КЛМ, МНО* рис. 7.6), образованных мелкими доменами, аналогичными доменам рис. 7.1, б. При намагничивании кристалла полем, приложенным вдоль большего ребра пластины, в области слабых магнитных полей увеличиваются объемы замыкающих областей *КЛМ, ОПР*, ориентация результирующей намагниченности которых совпадает с направлением магнитного поля, и уменьшаются объемы областей типа *МНО* с результирующей намагниченностью против поля. Эти области полностью исчезают в сравнительно маленьких внутренних магнитных полях  $H = H_{1k}$  (см. рис. 7.6, б). Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к росту намагниченности образца за счет смещения граничного фронта *ЛМПР* в глубь кристалла.

Заметим, что геометрия рассматриваемых ДС такова, что величины  $d_1$ ,  $d_2$  и  $h_D$  связаны между собой. Эта связь (см. рис. 7.5) имеет вид

$$\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{d_1}{d} + \frac{\sqrt{3}}{6} \frac{d_2}{d} = \eta_D, \quad (7.6)$$

$$\eta_D = \begin{cases} 1 + (2\sqrt{3}/3d)h_D & \text{для DC1,} \\ 1 - h_D/d & \text{для DC2.} \end{cases} \quad (7.7)$$

Если  $h_D = 0$  (см. рис. 7.4, а), то  $\eta_D = 1$ .

Теперь обратим внимание на то, что в рассматриваемом типе ДС треугольные области у боковых поверхностей пластины обеспечивают замыкание магнитного потока внутри образца аналогично замыкающим областям на плоскости пластины типы (100), поэтому можно считать, что результирующая намагниченность этих областей параллельна краю пластины. Это согласуется с измерениями намагниченности [73]. Из данного предположения следует еще одно соотношение, связывающее  $h_1$ ,  $h_2$  и  $h_D$ . Исключая, согласно (7.6),  $h_D$ , это условие можно представить в виде

$$\frac{2\sqrt{3}(d_1 + d_2)d - 3(d_1^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n}) - (d_2^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n})}{3(d_1^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n}) + (d_2^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n})} = \sqrt{2} \operatorname{tg} \alpha, \quad (7.8)$$

где

$$h_{1D} = 1/4(3d_1 + d_2 - 2\sqrt{3}d); \quad (7.9)$$

$\delta_{1n}$  — дельта-символ с  $n = 1, 2$ , причем при  $n = 1$  и  $n = 2$  (7.8) относится соответственно к DC1 и DC2.

Важно отметить, что существование равновесной DC1 связано с наличием размагничивающих полей, влияние которых эффективно учитывается условием (7.8).

#### 7.4. Равновесные параметры и области существования доменных структур DC1 и DC2

Для рассмотрения условий существования предложенных в предыдущем разделе типов внутренней структуры DC и процессов намагничивания воспользуемся схемой, представленной на рис. 7.7. Энергия такой структуры при  $H = 0$  состоит из энергии  $E_\gamma$  всех доменных границ, о которых речь шла в предыдущем разделе, из магнитоупругой энергии  $E_{\text{МУ}}$  и магнитостатической энергии полюсов, возникающих на торцевых поверхностях пластины. Последняя эффективно учитывается условием (7.8). Среди всех учитываемых границ нет таких, которые отличались бы от границ, рассмотренных в разд. 6.3 и 6.4. В соответствии с этим плотности энергий ДГ будут выражаться через те же константы  $c$ , что и в указанных разделах. При записи магнитоупругой энергии введем константы, определяющие плотность магнитоупругой энергии относительно размагниченного состояния в  $B$ -доменах  $b$  и  $C$ -доменах  $b_c$ . Плотность магнитоупругой энергии основных доменов относительно размагниченного состояния обозначим  $b_0$ . Далее ради удобства будем отсчитывать  $E_{\text{МУ}}$  относительно размагниченного состояния, а не от магнитоупругой энергии основных доменов, как это делалось в разд. 6.3 и 6.4.

Итак, используя схему 7.9 и предполагая, что величина отрезка  $HN$  не зависит от  $\alpha$  и равна высоте, замыкающей области при  $\alpha = \pi/2$ , т.е.  $HN = (D/2)$  для полной энергии  $E_0^{(n)}$  доменных структур, рассчитанной на единицу ширины образца, при  $H = 0$  имеем

$$\begin{aligned} E_0^{(n)} = & \frac{E_0^{(n)}}{\gamma_A} = \frac{D}{d_1 + d_2} \frac{\sin \alpha}{\sqrt{2}} \left[ \xi_1^{(n)} d_1 + \xi_2^{(n)} d_2 + \xi_0^{(n)} d + \right. \\ & + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{d_1^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n}}{l_1} \left( 1 + \sqrt{2} c_0 \frac{l_1}{D} \right) + \frac{\sqrt{3}}{6} \frac{d_2^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n}}{l_1} \left( 1 + \right. \\ & \left. \left. + \sqrt{2} c_0 \frac{l_1}{D} \right) \right] + \frac{Dd}{l_c} \frac{\sin \alpha}{\sqrt{2}} + \frac{c_0 d}{D} (l_A - \sqrt{2} D) + \frac{b_0 d l_A}{\gamma_A}, \end{aligned} \quad (7.10)$$

$$n = 1, 2,$$

где размеры доменов  $d_1$  и  $d_2$  связаны условием (7.8).

Такая запись учитывает обе модели DC1 ( $n = 1$ ) и DC2 ( $n = 2$ ). В (7.10)  $d$  — толщина пластины, а константы  $\xi^{(n)}$  следующим образом выражаются через константы  $c_i$ , характеризующие плотность энергии различных доменных границ:

$$\begin{aligned} \xi_1^{(1)} &= \tilde{c}_1 + \frac{3}{2} c_0 - \sqrt{3} \tilde{c}_2, & \xi_2^{(1)} &= \sqrt{3} \tilde{c}_2 + \frac{1}{2} c_0 - \tilde{c}_1, \\ \xi_0^{(1)} &= 2\sqrt{3} \tilde{c}_1 + 2\tilde{c}_2 - \sqrt{3} c_0, & \xi_1^{(2)} &= 4\tilde{c}_1 - \sqrt{3} \tilde{c}_2, \\ \xi_2^{(2)} &= \sqrt{3} \tilde{c}_2, & \xi_0^{(2)} &= 2\tilde{c}_2. \end{aligned}$$

Кроме того, использованы следующие обозначения:

$$l_1 = \gamma_A/b_1, \quad l_c = \gamma_A/b_c, \quad b_1 = b - b_c.$$

Слагаемое вида  $\sqrt{2}c_0l_1/D$  связано с учетом энергии ДГ, разделяющих основные домены и замыкающие области. Обычно  $l_1 \approx 10^{-2}-10^{-3}$  см ( $\gamma_A \approx 1$  эрг/см<sup>2</sup>,  $b_1 \approx 10^2-10^3$  эрг/см<sup>3</sup>),  $D \approx 10^{-1}$  см, поэтому данное слагаемое дает малый вклад и им можно пренебречь.

Как мы видели в разд. 7.3, при достижении некоторой величины магнитного поля вся поверхность образца оказывается заполненной мелкой ДС. Считая, что в магнитном поле характер внутренней ДС не меняется, представим относительную (отнесенную к  $\gamma_A$ ) энергию структуры в виде

$$\epsilon_H^{(n)} = \frac{l_\Lambda}{d_1 + d_2} \left[ \frac{\sqrt{3}}{2} G\Phi(d_1^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n}) + \frac{\sqrt{3}}{6} GF(d_2^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n}) + \right. \\ \left. + \xi_1^{(n)} d_1 + \xi_2^{(n)} d_2 + \xi_0^{(n)} d \right] + GI_\Lambda T_D \frac{b_c}{b_1}, \quad (7.11)$$

где

$$\Phi = 1 - \frac{M_s H}{b_1} \left( \cos \alpha - \frac{\sin \alpha}{\sqrt{2}} \right); \quad G = \frac{d}{l_1}; \\ F = 1 + \frac{M_s H}{b_1} \left( \cos \alpha + \frac{\sin \alpha}{\sqrt{2}} \right); \quad T_D = 1 - \frac{M_s H}{b_c} \sin \alpha. \quad (7.12)$$

Определение равновесной энергии ДС в поле  $H$  сводится к минимизации  $\epsilon_H^{(n)}$  по  $d_2$  с учетом условий (7.8), а нахождение равновесного значения  $\epsilon_0^{(n)}$  — к минимизации  $\epsilon_0^{(n)}$  по  $d_2$  и  $D$  при том же условии.

Полученные выражения справедливы при  $\alpha$  больше некоторого  $\alpha_K$ , при котором появляются замыкающие области на боковых поверхностях кристалла. Согласно экспериментальным данным (см. разд. 7.2),  $\alpha_K \approx 5^\circ$ .

Для выяснения условий существования DC1 и DC2 в [73] был проведен численный расчет равновесных энергий  $\epsilon_{0P}^{(H)}$  при различных значениях углов  $\alpha$  и параметра  $l_1$ , связанного с магнитоупругой энергией  $B$ -доменов. Из сравнения этих энергий получена показанная на рис. 7.8 зависимость  $\alpha_{kp}$  от  $G$ . Эта кривая отделяет области, в которых энергетически выгодна та или иная ДС. Из рисунка, в частности, видно, что  $\alpha_{kp}$  не обязательно совпадает с углом  $\alpha_c$ . Соответствующий критический угол при данном значении константы вещества  $l_1$  зависит от толщины кристалла, что существенно связано с изменением относительно вклада в равновесные свойства ДС магнитоупругой энергии и энергии магнитостатических полюсов при изменении  $d$ . Видно также, что при фиксированной толщине пластины угол оказывается тем больше, чем меньше  $b_1$  и чем больше  $\gamma_A$ .

В [73] рассчитаны также равновесные размеры  $d_{1P}$  и  $d_{2P}$  в зависимости от  $\alpha$  при различных  $G$  и  $H = 0$ . Соответствующие данные представлены на рис. 7.9. Приведенные кривые при  $\alpha < \alpha_{kp}$  построены для DC1, а при  $\alpha > \alpha_{kp}$  — для DC2. "Разрывы" на зависимостях  $d_i/d$  от  $\alpha$  соответствуют углу  $\alpha = \alpha_{kp}$ , при котором возможен переход DC1 → DC2. Однако этот

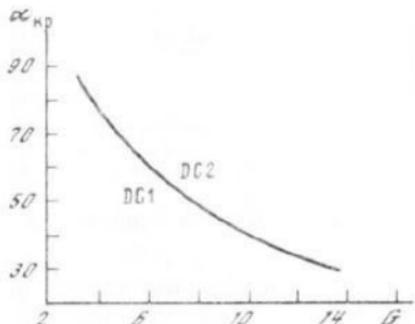


Рис. 7.8. Фазовая диаграмма, отделяющая области, в которых выгодно существование DC1 и DC2

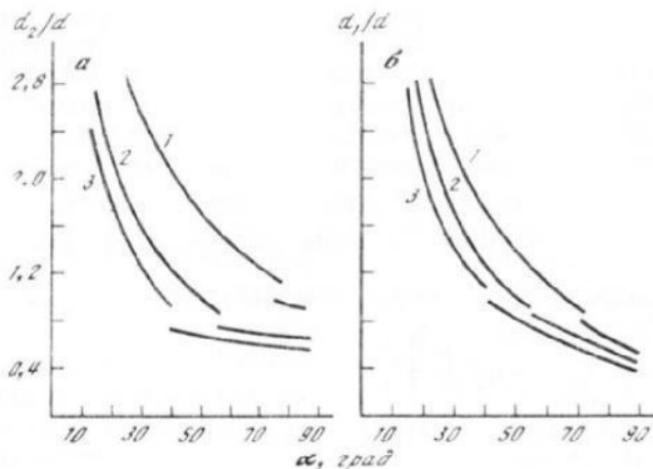


Рис. 7.9. Зависимость равновесных размеров доменов  $d_1$  (а) и  $d_2$  (б) от угла  $\alpha$  для нескольких значений  $G$

1 —  $G = 5$ ; 2 —  $G = 8$ ; 3 —  $G = 10$ ; справа от точки разрыва кривые соответствуют DC2, слева — DC1

переход может и не осуществляться, и одна из этих ДС может оказаться метастабильной. Так что каждую из приведенных кривых можно продолжить за точку  $\alpha = \alpha_{kp}$ , где они будут соответствовать размерам метастабильных доменов.

Уменьшение  $d_i/d$  ( $i = 1, 2$ ) с ростом  $\alpha$  качественно согласуется с экспериментальными данными [89]. Экспериментальные наблюдения показывают, что при  $H \neq 0$  до полного заполнения всей поверхности образца структурой типа DC1 и DC2 ширина  $D$ -доменов остается практически такой же, как и при  $H = 0$ , поэтому представленные на рис. 7.8 и 7.9 результаты справедливы вплоть до значений  $H$ , при которых происходит заполнение всей поверхности новой ДС.

### 7.5. Поле перестройки доменной структуры

в пластинах с поверхностью типа (110)

и с ОЛН типа [100], наклоненной к боковым граням пластины

До сих пор мы анализировали условия существования DC1 и DC2. В данном разделе найдем то поле, стартуя с которого вторичная ДС, локализующаяся вблизи боковых граней образца, начинает необратимо расти и покрывает всю его поверхность (первый резкий изгиб на кривой намагничива-

ния). Назовем это поле полем перестройки и обозначим его буквой  $H_k$ . Заметим, что рост новой ДС происходит в узком (порядка 0,2 Э) интервале внутренних магнитных полей (см. рис. 7.1, б, в). Это позволяет приблизенно отождествить  $H_k$  с полем, определяемым из условия

$$\epsilon_{0p}^{(n)} = \epsilon_{Hp}^{(n)}, \quad (7.13)$$

где  $\epsilon_{0p}^{(n)}$  и  $\epsilon_{Hp}^{(n)}$  представляют собой равновесные значения относительных энергий, соответствующих (7.10) и (7.11).

Однако и в этом случае для точного расчета  $H_k$  необходимо строгое вычисление магнитоупругой энергии, как это было сделано, например, в разд. 6.2, что для данного случая весьма затруднительно. Качественные закономерности процесса перестройки можно получить с учетом введенных констант  $G$ ,  $b_0$  и  $b_c$ , задающих плотности магнитоупругой энергии различного типа групп доменов (см. разд. 7.4). Для  $b_0$  возьмем значение плотности магнитоупругой энергии однородно-намагниченного ферромагнетика:  $b_0 = \frac{1}{2} c_{11} \lambda_{100}^2 = 500$  эрг/см<sup>3</sup> [337]. Константа  $b_c$  входит в  $\epsilon_{0p}$  и  $\epsilon_{Hp}$  в виде отношения  $b_1/b_c$ . Поскольку величина  $b_1/b_c$  заранее не известна,  $\epsilon_{0p}^{(n)}$ ,  $\epsilon_{Hp}^{(n)}$ ,  $H_k$  вычислялись при различных  $G$ , а также  $b_1/b_c$ , и в конце концов для  $b_1/b_c$  было выбрано значение 0,3, дающее разумные  $H_k$  при разных  $G$ .

Минимизируя (7.10) по  $D$  и  $d_2$  с учетом (7.8), для  $\epsilon_{0p}$  можно получить

$$\begin{aligned} \epsilon_{0p}^{(n)} = & 2 \left( \frac{\sin \alpha}{\sqrt{2}} c_0 \frac{d}{l_A} \right)^{1/2} \left[ \frac{d}{l_c} + \frac{1}{q} (\nu_p \xi_1^{(n)} + \xi_2^{(n)} + \right. \\ & \left. + \sqrt{3} GD_{1p} + \frac{\sqrt{3}}{3} GD_{2p} ) \right]^{1/2} + \frac{b_0 d}{\gamma_A} \quad (n = 1, 2), \end{aligned} \quad (7.14)$$

где

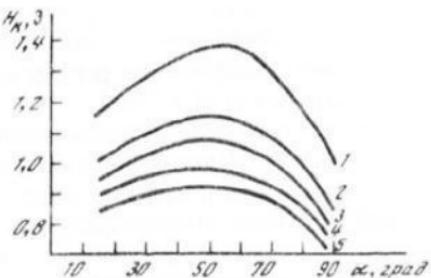
$$\begin{aligned} q &= 1 + \nu; \quad \nu = \partial d_1 / \partial d_2, \quad D_1 = \nu \frac{d_1}{d} - \frac{h_{1D}}{d} (\partial h_{1D} / \partial d_2) \delta_{1n}; \\ D_2 &= \frac{d_2}{d} - \frac{h_{1D}}{d} (\partial h_{1D} / \partial d_2) \delta_{1n}, \quad n = 1, 2, \end{aligned} \quad (7.15)$$

а индекс  $p$  означает, что соответствующие величины вычислены для равновесных значений  $d_1$  и  $d_2$ . Кроме того, из (7.11) можно получить следующее уравнение для равновесной ширины доменов в магнитном поле:

$$\begin{aligned} q \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2d^2} G [\Phi(d_1^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n}) + \frac{1}{3} F(d_2^2 - h_{1D}^2 \delta_{1n})] + \right. \\ \left. + \xi_1^{(n)} \frac{d_1}{d} + \xi_2^{(n)} \frac{d_2}{d} + \xi_0^{(n)} \right\} - \frac{d_1 + d_2}{d} \sqrt{3} G \left[ \left( \Phi D_1 + \frac{1}{3} F D_2 \right) + \right. \\ \left. + \xi_1^{(n)} \nu + \xi_2^{(n)} \right] = 0. \end{aligned} \quad (7.16)$$

Поле  $H_k$  определяется следующим образом. Из уравнения (7.16) определяется  $d_{2p}$  как функция  $H$  при различных  $\alpha$  и  $G$  для DC1 и DC2. Затем, используя найденные зависимости  $d_{2p}$  от  $G$ , вычисляются равновесные

Рис. 7.10. Зависимость поля перестройки исходной плоскопараллельной ДС в структуру, показанную на рис. 7.7, от угла  $\alpha$  для пластин разной толщины  $d$ , мм: 1 - 0,1; 2 - 0,16; 3 - 0,2; 4 - 0,3; 5 - 0,4



значения  $\epsilon_{H_p}^{(n)}$  ( $n = 1, 2$ ) в зависимости от  $H$ . Сравнивая эти значения с расчетанными значениями  $\epsilon_{0p}^{(n)}$ , можно вычислить  $H_k$ .

На рис. 7.10 представлена зависимость  $H_k$  от  $\alpha$  при различных значениях толщины пластины  $d$  и фиксированном значении  $b_1 = 370$  эрг/см<sup>3</sup>. Такая величина константы  $b_1$  взята из совпадения  $H_k$  при  $\alpha = \alpha_c$  с экспериментальным значением, соответствующим работе [86]. Видно, что поле перестройки доменной структуры, связанное с быстрым прорастанием вторичной ДС, имеет максимум при  $\alpha = \alpha_c$  и увеличивается с уменьшением толщины кристалла при любых  $\alpha$ . Найденное поведение  $H_k$  от  $\alpha$  согласуется с экспериментом (см. разд. 7.2). Сравнение  $\epsilon_{0p}^{(n)}$  с  $\epsilon_{H_p}^{(n)}$  позволяет также проанализировать зависимость  $H_k$  от параметра  $G$  при фиксированной толщине кристалла (см. [73]).

Сделанные выводы качественно согласуются с приведенными в разд. 7.2 экспериментальными данными.

В поле  $H < H_k$ , согласно экспериментальным данным о наблюдении размеров доменов вторичной ДС, интервалы углов  $\alpha$  для существования DC1 и DC2 предположительно остаются такими же, как и при  $H = 0$ . Как следует из рис. 7.8, интервал углов  $\alpha$  существования DC1 с увеличением  $G$  сжимается. Численные расчеты показывают, что зависимость  $\alpha_{kp}$  от  $G$  при  $H > H_k$  деформируется так, что при всех  $G$  интервал углов существования DC1 уменьшается. Например, если  $G \geq 10$ ,  $d \sim 0,03$  см, то область существования равновесной DC1 может вообще исчезнуть.

В заключение приведем некоторые количественные оценки для области существования DC1 и DC2. Если взять полученное значение  $b_1 = 370$  эрг/см<sup>3</sup>, а также  $\gamma_A \approx 1$  эрг/см<sup>2</sup> и  $d = 0,03$  см, то для  $G$  мы получаем оценку  $\sim 11$ . Для такого значения  $G$ , согласно данным рис. 7.10, имеем  $\alpha_{kp} \approx 42^\circ$ . Конечно, это лишь очень приближенное и, судя по экспериментальным данным, несколько заниженное значение  $\alpha_{kp}$ . Однако важно, что для рассмотренных в разд. 7.2 образцов  $\alpha_{kp} \approx \alpha_c$ .

## 7.6. Физическая интерпретация процесса намагничивания пластин с плоскостью поверхности типа (110) и с ОЛН, наклоненной к боковым поверхностям

Проведенные экспериментальные исследования и теоретический анализ позволяет дать полную картину процесса намагничивания монокристаллических ферромагнитных пластин, наибольшая плоскость которых совпадает

ет с кристаллографической плоскостью (110), а ось типа (100), лежащая в плоскости пластины, составляет с внешним магнитным полем и боковой гранью образца угол  $\alpha$  [96].

Прежде всего ясно, что намагничивание таких кристаллов осуществляется не путем движения 180-градусных ДС основной ДС, а путем прорастания замыкающей доменной структуры, локализующейся вблизи боковых граней образцов. Эта замыкающая ДС играет роль зародышей, стимулирующих перестройку исходной ДС в новую, обладающую результирующим магнитным моментом на направление внешнего магнитного поля.

Именно потому что в прорастающей ДС суммарный магнитный момент более благоприятно ориентирован по отношению к направлению внешнего магнитного поля, и происходит быстрое развитие этой структуры. Однако надо иметь в виду, что в области углов  $\alpha = \alpha_c$ , где ориентация намагченности во всех доменах как исходной, так и прорастающей ДС почти однократно благоприятна по отношению к полю, должны иметься свои особенности в характере намагничивания (см. далее).

Внутреннее строение замыкающей ДС также вносит свои нюансы в указанный процесс. Эти нюансы различны в разной области углов  $\alpha > \alpha_{kp}$  и  $\alpha < \alpha_{kp}$ . Величина  $\alpha_{kp}$  определяется величиной магнитоупругой энергии, связанной с той или иной ДС, а также с магнитостатическими полями, и, следовательно, не обязана в общем совпадать с  $\alpha_c$ , определяющейся только симметрией кристалла. Проанализируем теперь более детально процесс намагничивания указанных пластин.

Обратимся прежде всего к случаю, когда поле перпендикулярно тетрагональной оси [001] (см. рис. 7.3). В этом случае результирующая намагченность в направлении поля может возникнуть либо за счет вращения  $M$  к полю, что маловероятно в области слабых полей вследствие сравнительно большой анизотропии ( $\chi_1 \approx 3 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>), либо за счет роста доменов с  $M$ , параллельными другим ОЛН ([010] и [100]), составляющими с поверхностью образца и полем углы  $\sim 45^\circ$  ( $C$ -домены). Именно этот процесс и осуществляется, поскольку упомянутые оси более благородно расположены относительно направления поля. Магнитный поток  $C$ -доменов вблизи поверхности образца может замыкаться через домены с  $M$ , параллельными оси [001] ( $B$ -домены), поведение которых и наблюдаем на поверхности в процессе намагничивания образца. В рассматриваемом случае, вследствие равноправности относительно поля исходных доменов с противоположной друг другу ориентацией  $M$  ( $\alpha = 90^\circ$ ) и зависимости от направления намагченности в этих доменах условий замыкания магнитного потока на поверхности образца, сопряжение потока исходных доменов и  $C$ -доменов может осуществляться либо по плоскости (101), либо по плоскости (011). В результате этого в каждом исходном домене формируется своя вторичная структура, а поверхность образца постепенно, по мере увеличения поля, покрывается темными и светлыми зигзагообразными полосами. То же осуществляется при  $90^\circ > \alpha > \alpha_{kp}$ , лишь "зигзаг", как указывалось, становится несимметричным, что связано с неравноправностью относительно поля  $M$  в исходных полосовых доменах.

В случаях, когда поле составляет с осью [001] углы  $\alpha \leq \alpha_{kp}$  (см. рис. 7.1, б), исходные полосовые домены с антипараллельной ориентацией  $M$  оказываются резко неравноправны относительно намагничивающе-

го поля. Поэтому рост  $C$ -доменов выгоден лишь в тех из них,  $M$  в которых составляют с направлением поля углы, т.е. которые невыгодно ориентированы относительно поля. Формируется вторичная доменная структура с вытянутыми вдоль одной оси поверхностными замыкающими доменами.

Роль  $C$ -доменов в процессе намагничивания кристаллов под произвольным углом  $\alpha$  к оси легкого намагничивания, параллельной плоскости образца, различна. В случае, когда  $\alpha > \alpha_{kp}$ , особенно при  $\alpha = 90^\circ$ ,  $C$ -домены непосредственно определяют величину результирующей намагниченности почти во всем интервале полей вплоть до начала процессов вращения  $M$  к направлению поля, поскольку они в  $C$ -доменах параллельны осям [010] и [100], составляющими с полем меньшие углы ( $\sim 45^\circ$ ), чем  $M$  в исходных основных доменах ( $\alpha > \alpha_c$  вплоть до  $90^\circ$ ).

В случаях, когда  $\alpha \leq \alpha_c$ ,  $C$ -домены дают небольшой вклад в величину намагниченности, но появление и рост их существенно облегчают процессы смещения исходных 180-градусных границ (типа I). Дело в том, что при смещении этих границ изменяется соотношение объемов исходных доменов, благоприятно и неблагоприятно ориентированных относительно поля. Вследствие этого ухудшается взаимная компенсация магнитных зарядов, создаваемых соседними доменами на боковых поверхностях образцов (где оканчиваются исходные домены). Поэтому дальнейший процесс намагничивания должен происходить таким образом, чтобы избежать значительного роста магнетостатической энергии образца. Это в магнитомногоосных ферромагнетиках оказывается возможным благодаря наличию других осей легкого намагничивания, обеспечивающего хотя бы частичное замыкание магнитного потока вблизи указанных поверхностей за счет  $C$ -доменов. Их рост не сопровождается увеличением энергии магнито-кристаллической анизотропии образца, поскольку  $M$  в них ориентирована по кристаллографическим осям легкого намагничивания. Возникающая при этом магнитоупругая энергия, по грубым оценкам в образце с  $\alpha = 90^\circ$ , где она максимальна, составляет  $\sim 500$  эрг/см<sup>3</sup> [89, 73] (см. также предыдущий раздел).

$C$ -домены, выполнив свою роль в образцах с  $\alpha < \alpha_c$ , далее, вследствие неблагоприятной ориентации  $M$  в них относительно поля, за вторым резким изгибом кривой намагничивания, уменьшаются в объеме и затем исчезают. Наряду с этим вектор намагниченности во всем объеме образца, по-видимому, постепенно поворачивается к направлению поля. В образцах с  $\alpha > \alpha_{kp}$  (особенно при  $\alpha = 90^\circ$ ) после окончания описанной перестройки, когда исходные полосовые домены исчезают, исчезает и необходимость раздельного сопряжения потока исходных и  $C$ -доменов. Поэтому на поверхности образца после резкого изгиба кривой намагничивания поверхностная зигзагообразная ДС постепенно выпрямляется, устанавливаясь вдоль [110] (рис. 7.1, в), дробится и далее пропадает.

На петле гистерезиса, еще до резкого изгиба ее исходящей ветви, формируется очень мелкая ДС с большим количеством 90-градусных ДГ; относительно велики граничная и магнитоупругая энергии образца. Поэтому затем, еще в положительных, но малых полях (энергия которых меньше суммы указанных энергий), происходит обратная перестройка сложной ДС с большим количеством 90-градусных ДГ к ее виду в исходном размаг-

ниченном состоянии с крупными доменами, разделенными 180-градусными ДГ, параллельными оси [001]. Количественно величина критических полей  $H_k$ , в которых должна осуществляться наблюдаемая перестройка в образцах с разной величиной  $\alpha$ , оценена в работе [73]. Показано, что максимум этого поля имеет место при  $\alpha = \alpha_c$  (см. рис. 7.10).

Итак, поведение ДС в кристаллах типа (110) [001], особенно ярко выраженное в полях, непараллельных оси [001], связано главным образом с возможностью понижения магнитостатической энергии образца в процессе его намагничивания за счет включения в этот процесс зародышей доменов, М которых ориентирована вдоль ОЛН, невыгодно расположенных с точки зрения формы образца (в данном случае составляющих угол  $\sim 45^\circ$  с плоскостью листа). Такие зародыши могут располагаться на поверхностях, ограничивающих кристалл, а в поликристаллических образцах и на межкристаллитных границах.

Данные о влиянии дефектов решетки на смещение ДГ содержатся в работах [38, 210, 301, 368, 440].

## Глава 8

### МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА (110) [001]-ПЛАСТИН КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА, СВЯЗАННЫЕ С ИХ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

#### 8.1. Особенности анизотропии свойств кристаллов

Одной из основных задач теории кривой технического намагничивания является адекватное описание наблюдающейся на опыте, связанной с доменной структурой анизотропии магнитных и других свойств реальных ферромагнитных образцов. В области сильных магнитных полей, в которых преобладают процессы вращения намагченности, различие магнитных свойств ферромагнетиков вдоль разных кристаллографических осей вытекает из закона анизотропии Акулова и качественно удовлетворительно им описывается [2, 21–23].

В области процессов смещения доменных границ даже качественное описание анизотропии свойств практически невозможно, если не принять дополнительных предположений об исходном соотношении объемов, занятых в кристалле доменами с векторами намагченности вдоль различных кристаллографических осей легкого намагничивания магнитных фаз. Более того, если предположить, что в размагниченном состоянии магнитомногоосного ферромагнетика распределение этих фаз однородно по всем ОЛН, то исходя из теории Кондорского [114] в таких ферромагнетиках в области процессов смещения ДГ не должно быть анизотропии магнитных свойств. Однако она неоднократно наблюдалась на опыте в (Fe-Si)-кристаллах и при том у разных авторов качественно различалась даже в сплавах с близким содержанием кремния (3–3,25 мас.-%). Так, в известных рамках Вильямса [442], в каждой из которых стороны ориентированы вдоль какой-либо из осей типа [100], [110] или [111], были получены

ны соотношения их начальных проницаемостей и козрцитивных сил в виде

$$\begin{aligned}\mu_a[100] &\gg \mu_a[110] > \mu_a[111], \\ H_c[100] &\ll H_c[110] < H_c[111].\end{aligned}\quad (8.1)$$

Наибольшая проницаемость обнаружилась вдоль оси [100] и наименьшая – вдоль [111], как и предсказывается теорией. Соотношение козрцитивных сил вдоль указанных осей носит противоположный характер.

В работах [28, 48] на образцах в виде дисков, вырезанных из листообразных кристаллов с поверхностью, параллельной плоскости (110), в которой “лежат” все рассматриваемые оси, был получен другой характер соотношения восприимчивостей и козрцитивных сил, а именно:

$$\begin{aligned}\mu_a[100] &\gg \mu_a[111] > \mu_a[110], \\ H_c[100] &\ll H_c[111] < H_c[110].\end{aligned}\quad (8.2)$$

Наименьшее значение проницаемости и наибольшее козрцитивной силы обнаруживалось в противоположность (8.1) вдоль оси [110], которая является осью средней трудности намагничивания.

Теоретическая правомерность каждого из указанных соотношений и отсутствие противоречий между ними качественно показали Кондорский [114, 115] и Власов с Коршуновым [17], предположив, что расхождение результатов обусловлено различным распределением намагниченности в исходном (размагнченном) состоянии исследуемых кристаллов. Это представляется разумным, поскольку индивидуальные особенности образцов (форма, кристаллографическая ориентация поверхностей, их ограничивающих, и др.) могут оказывать сильное влияние на вид равновесной ДС. В силу этого в каждом “рамочном” образце возможно существование своего, отличного от других, исходного распределения фаз, подобрав которое можно было бы из общей теории начальной восприимчивости получить соотношения и (8.1), и (8.2).

Для дисков начальное распределение фаз между тетрагональными осями кристалла во всех случаях можно считать одинаковым, поскольку измерения вдоль разных осей проводятся на одном и том же образце. Учитывая это и соотношение (8.2), авторы работы [17] пришли к выводу, что в размагнченных дисках типа (110) [001] концентрация магнитной фазы с намагниченностью вдоль тетрагональной оси, ближайшей к плоскости диска, превышает концентрации фаз вдоль других тетрагональных осей. Именно такое распределение фаз обнаруживается непосредственными наблюдениями доменной структуры на поверхностях размагнченных листообразных кристаллов, близких к плоскости (110).

Несмотря на правомерность предложенных объяснений, в цитируемых работах не учтен сам характер процессов намагничивания, в частности характер участвующих в процессе ДГ. Между тем следует ожидать, что поведение ДС в магнитном поле будет играть не менее важную роль в формировании магнитных свойств и их анизотропии, чем распределение фаз в размагнченных образцах. Этот вопрос можно решать на основе детального сопоставления кривых намагничивания и петель гистерезиса (практически определяющих все квазистатические магнитные свойства) с изменением доменной структуры в процессе намагничивания вдоль различных кристаллографических осей.

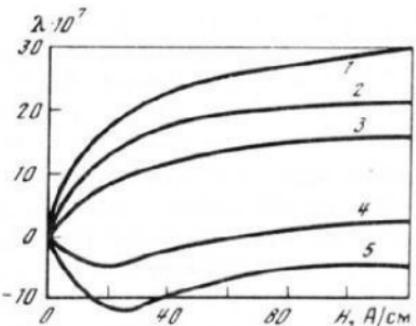


Рис. 8.1. Изменение кривых магнитострикции поликристаллических изотропных образцов (Fe-Si)-сплава под растяжением [199]  
1 — после отжига в магнитной защите;  
2—5 — при растяжении;  $\sigma = 5, 10, 20$  и  $30$  МПа  
соответственно

Вторым моментом, не укладывающимся в общие представления теории кривой технического намагничивания, являлся "странный" для ферромагнетиков с положительной спонтанной магнитострикцией вид продольных кривых магнитострикций в (Fe-Si)-сплавах, впервые описанный в работах [199–203]: в результате наведения одноосной анизотропии в изотропных поликристаллических образцах появлялся участок с отрицательными значениями магнитострикции и ярко выраженным минимумом в области слабых полей (рис. 8.1). Впоследствии такой вид кривых магнитострикций выявился в текстурированных образцах кремнистого железа при намагничивании их вдоль оси текстуры и в отсутствии дополнительных воздействий (см., напр.: [54]).

## 8.2. Связь анизотропии магнитных свойств кристаллов кремнистого железа с поведением доменной структуры в магнитном поле

Описанное в гл. 7 поведение ДС в магнитном поле и его анализ позволяют указать конкретные процессы формирования магнитных свойств кристаллов кремнистого железа на различных участках кривых намагничивания и перемагничивания. Типичные магнитные свойства в полосовых кристаллах кремнистого железа типа (110) [001] в зависимости от величины угла  $\alpha$  между полем, которое действовало вдоль их длинных сторон, и осью легчайшего намагничивания приведены в табл. 8.1 [86]. Из таблицы видно, что начальная проницаемость  $\mu_a$  вдоль основных кристаллографических осей подчиняется соотношению  $\mu_{a[100]} \gg \mu_{a[111]} > \mu_{a[011]}$ , полученному ранее на монокристаллических дисках аналогичной ориентации [28, 48]. Другие параметры ( $H_c$ ,  $B_r$  и  $\mu_m$ ) вдоль осей [111], [110] близки между собой, но резко отличаются от их значений вдоль оси [110]. Особенno это относится к величине остаточной индукции, которая вдоль оси [001] в соответствии с поведением ДС (см. гл. 7) и предсказаниями теории [2, 21–23] близка к индукции насыщения, а вдоль осей [110] и [111] составляет менее 5% ее величины. Последнее не согласуется с общепринятыми представлениями, по которым при  $\alpha \neq 0$  остаточная индукция должна быть пропорциональна произведению  $4\pi M_s \cos \alpha$ , а также с результатами работы [333], в которой за величину остаточной индукции в тонких проволоках железа принималась индукция в месте перегиба исходящей ветви петли гистерезиса. Это, как видно из рис. 7.1, б, в, невер-

Таблица 8.1  
Анизотропия свойств кристаллов кремнистого железа  
типа (110) [001]

Магнитные параметры	Значения углов $\alpha$ , град				
	0 < 100°	25	55 < 111°	70	90 < 110°
$H_c$ , А/см	0.048	0.8	0.22	0.20	0.20
$B_r$ , Тл	1.9000	0.05	0.04	0.04	0.04
$\mu_a^*$	5 000	400	250	150	100
$\mu_{max}^{**}$	260 000	24 500	10 100	9 000	10 500

\* Значения  $\mu_a$  получены экстраполяцией кривых намагничивания к  $H \rightarrow 0$  в области полей, где индукция в образце не превышала 0.01 Тл.

\*\*  $\mu_{max}$  — максимальное значение проницаемости.

но для случаев, когда одна из осей легкого намагничивания выделена формой образцов, а перемагничивание производится непараллельно ей, поскольку в области указанного перегиба ДС может резко отличаться от ее вида в нулевом поле, который характерен для размагниченных образцов (см. гл. 7). Не исключено, что подобная ситуация имела место и в работах [333, 427]. Именно с этим обстоятельством и связаны очень низкие значения остаточной индукции в рассмотренных нами случаях, когда поле непараллельно оси легчайшего намагничивания.

Соотношение начальных проницаемостей  $\mu_{a[110]} < \mu_{a[111]}$  можно связать с различием процессов намагничивания. Действительно, анализ перестройки доменной структуры показывает (см. гл. 7), что намагничивание вдоль оси <111>, как и вдоль оси <100>, в области очень слабых полей происходит смещением исходных 180-градусных границ (границы типа I), тогда как вдоль оси <110> — главным образом смещением 90-градусных границ. Поскольку последние более активно, чем 180-градусные ДГ, взаимодействуют с дефектами кристаллической решетки, особенно с дефектами типа дислокаций, чувствуя их наличие не только внутри границы, но и вне ее (см. напр.: [392]), кривая намагничивания на начальном участке вдоль оси <110> должна быть более пологой, а  $\mu_a$  ниже, чем вдоль оси <111>.

В области средних полей (вплоть до второго резкого изгиба на кривой намагничивания), где процессы намагничивания как вдоль оси <110>, так и вдоль оси <111> осуществляются перестройкой исходной ДС со 180-градусными соседствами к структуре, содержащей большое число 90-градусных соседств, и происходят главным образом путем смещения 90-градусных ДГ типа II (см. гл. 7), значения магнитных параметров (например,  $\mu_{max}$ ) оказываются практически одинаковыми, несмотря на заметное различие в этих случаях углов между полем и М в доменах, определяющих величину суммарной продольной намагниченности в образце (вдоль оси <111> — 55°, вдоль <110> — 45°).

Величины начальной и максимальной проницаемости вдоль оси <001> формируются главным образом за счет смещения исходных 180-градусных

границ, параллельных направлению поля, поэтому они оказываются очень высокими по сравнению с рассмотренными.

Отмечавшееся соотношение начальных проницаемостей вдоль осей  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  ( $\mu_{\alpha[110]} > \mu_{\alpha[111]}$ ), полученное в работе [442], может быть обусловлено не только различием структурных особенностей рамок, но и – главным образом – другим, чем описан в гл. 7, характером процессов намагничивания вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  в слабых полях, поскольку плоскость соответствующей рамки совпадала с кристаллографической плоскостью  $\{100\}$ , а поле составляло с ОЛН угол  $45^\circ$ , а не  $90^\circ$ , как в случае полосок и дисков.

### 8.3. Кривые магнитострикции (Fe–Si)-типа $(110)[001]$ вдоль различных кристаллографических осей

Будем характеризовать кристаллографическую ориентацию длинных сторон монокристаллических полосок, вдоль которых измерялись кривые магнитострикции, углами  $\alpha$  и  $\theta$ . Первый из них характеризует отклонение длинных осей образцов от оси  $[001]$  в плоскости листа, второй – от осей  $[010]$  и  $[100]$ , не параллельных плоскости образцов. Угол  $\alpha$  определялся непосредственно по расположению полосовой ДС на поверхности образцов относительно их длинных сторон; угол  $\theta$  рассчитывался при учете величины  $\alpha$  по формулам аналитической геометрии в прямоугольной системе координат. Этот угол при отсчете от осей  $[010]$  и  $[100]$  в рассматриваемых ситуациях отличается лишь знаком. В табл. 8.2 приведены значения углов  $\alpha$  и  $\theta$  для рассматриваемых образцов.

Кривые магнитострикции ( $\delta l/l$ ) монокристаллов приведены на рис. 8.2, где цифрами указан номер соответствующего образца из табл. 8.2. Выявляется большое разнообразие вида этих кривых [82]. В обр. 1 магнитострикция близка к нулю вплоть до индукций 1,7 Тл. Дальнейшее увеличение ее сопровождается появлением незначительной по величине положительной магнитострикции. Если, однако, направление поля составляет с осью  $[001]$  даже небольшой угол (2), то на кривой магнитострикции при индукции выше 1,3 Тл появляется отрицательный участок. Абсолютная величина отрицательной магнитострикции при этом вначале увеличивается, достигает некоторого максимального значения  $h_m$ , а затем уменьшается. При индукциях около 1,7 Тл кривая переходит в область положительных значений магнитострикции, которые далее несколько увеличиваются. Аналогичный вид кривые магнитострикции имеют и у обр. 3 и 4. В отличие от предыдущего в этих случаях отрицательные значения магнитострикции появля-

Таблица 8.2

Ориентация длинных осей образцов относительно тетрагональных осей кристалла

№ образца	$\alpha$ , град	$\theta$ , град	№ образца	$\alpha$ , град	$\theta$ , град
1	0	90	4	30	69
2	5	86	5	55	55
3	15	76	6	90	45

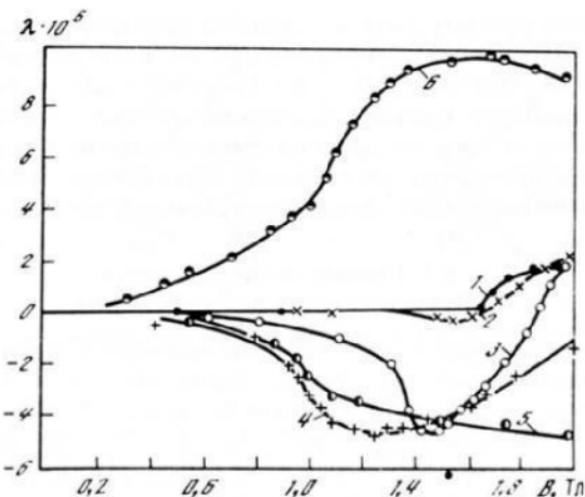


Рис. 8.2. Экспериментальные кривые продольной магнитострикции в кристаллах типа (110) [001], полученные при разных углах  $\alpha$  [82]

ются при меньших индукциях (при 0.6–0.4 Тл соответственно), а величина  $h_m$  становится существенно больше ( $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ ). При этом у обр. 3 кривая магнитострикции переходит в область положительных значений при индукциях 1.9 Тл, а у обр. 4 вообще не пересекает ось абсцисс, т.е. не имеет положительных значений. Если поле ориентировано вдоль оси [111], т.е. составляет с осью [001] угол  $\alpha = 55^\circ$  (обр. 5), то кривая ( $\delta l/l$ ) целиком расположена в отрицательной области, а абсолютная величина магнитострикции монотонно увеличивается с увеличением индукции (кривая без особенностей).

В противоположность этому вдоль оси [110] (6) магнитострикция принимает только положительные значения. С ростом индукции она быстро увеличивается, достигает при индукциях  $\sim 1.6$  Тл максимального значения ( $\sim 10 \cdot 10^{-6}$ ) и далее несколько снижается.

Аналогичный этому вид кривой магнитострикции выявляется и в промежуточных между осью [110] и [111] направлениях, например при  $\alpha = 70^\circ$ : до индукции 0.8 Тл кривая близка к 6, при  $B \approx 1.0$  Тл достигается максимум (значительно более низкий, чем в обр. 6), и далее магнитострикция монотонно снижается. В результате в области насыщения она оказывается близкой к нулю.

Таким образом, приведенные кривые показывают, что у кристаллов кремнистого железа типа (100) [001] при изменении угла  $\alpha$  между магнитным полем и осью [001] происходит закономерное изменение кривых магнитострикций. Если  $0 < \alpha < 55^\circ$ , то на кривых магнитострикций наблюдается отрицательный участок с ярко выраженным минимумом. При этом чем больше  $\alpha$ , тем глубже этот минимум и тем при меньших индукциях он отмечается. Если  $\alpha = 55^\circ$ , т.е. когда намагничивание производится вдоль оси [111], то как предсказывает теория кривой технического намагничивания [2, 21–23] в связи с отрицательным значением спонтанной магнито-

стрикции вдоль оси [111] и как наблюдалось неоднократно ранее в магнитотрехосных кристаллах, магнитострикция во всем интервале индукций отрицательна и монотонно растет по величине с ростом последней. Если  $\alpha > 55^\circ$ , то, наоборот, кривые располагаются целиком или частично в положительной области значений магнитострикции и имеют максимум. Величина и расположение его по оси индукций зависят от величины угла  $\alpha$ . Он определяет и значение магнитострикции вблизи насыщения.

#### 8.4. Кривые магнитострикций и доменная структура кристаллов

Из общих теоретических представлений вытекает, что вид кривых технической магнитострикции – изменение формы образца с изменением поля (или намагниченности) – связан с видом его исходной магнитной доменной структуры и поведением последней в процессе намагничивания. Обычно при теоретическом анализе экспериментальных результатов принимались различные предположения об этой структуре и ее поведении в магнитном поле. Так, Акулов [2] считал, что имеется некоторая последовательность процессов намагничивания, обусловленная затратами энергии на их осуществление. Принималось, что намагничивание магнитотрехосных ферромагнетиков происходит сначала путем смещения 180-градусных границ, затем 90-градусных и далее вращением  $M$  к направлению поля. Первое из них вследствие четности магнитострикционного эффекта не дает вклада в техническую магнитострикцию, второе в ферромагнетиках с положительной спонтанной магнитострикцией приводит к удлинению образца вдоль поля, а третье из-за анизотропии спонтанной магнитострикции – к монотонному укорочению его (отрицательная магнитострикция).

Гейзенберг использовал статистический метод описания кривых магнитострикций. Предполагая, что для смещения 180- и 90-градусных границ затрачивается одинаковая энергия, он рассмотрел число возможных распределений векторов самопроизвольного намагничивания в магнитотрехосном кристалле при данных значениях продольной составляющей намагниченности и числе доменов. На рис. 8.3 приведены теоретические кривые магнитострикций железа вдоль основных кристаллографических полей по Гайзенбергу и Акулову в сравнении их с экспериментальными данными по Вебстеру. Удовлетворительное качественное описание экспериментальных кривых магнитострикций вдоль осей  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  (см. рис. 8.2) указывает на принципиальную правильность представлений Гайзенберга. Именно это позволяет по виду кривых магнитострикций качественно судить о характере исходной ДС и процессах намагничивания ферромагнитных образцов в различных состояниях и условиях (после разных термических обработок, при наличии или отсутствии внешних растяжений и т.п.), что широко используется до настоящего времени как при научных исследованиях, так и при аттестации технических материалов. Однако изложенные представления не позволяют даже качественно понять характер кривых 2–4 на рис. 8.2 в материалах с положительной спонтанной магнитострикцией.

Для объяснения необычного поведения кривых магнитострикций рассматриваемых кристаллов воспользуемся результатами наблюдения за изменением ДС в процессе их намагничивания под разными углами  $\alpha$  к оси

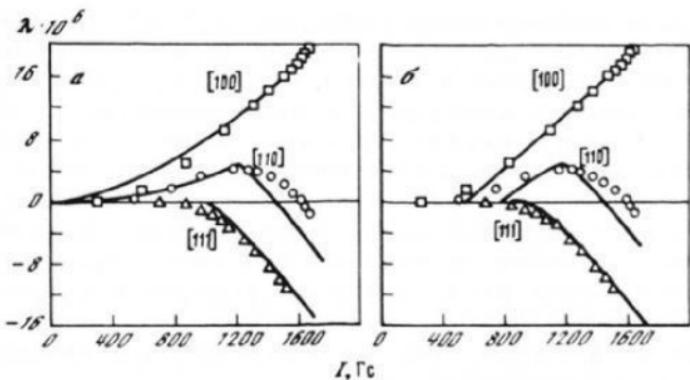


Рис. 8.3. Кривые продольной магнитострикции кристаллов железа вдоль главных кристаллографических осей по Гайзенбергу (а) и Акулову (б)

Экспериментальные точки по Вебстеру (шит. по: [8], с. 519)

[001] (см. рис. 7.2, 7.3; гл. 7, а также [80, 82]). Как известно, у кремнистого железа константа магнитострикции положительна. Поэтому часть объема образца, занятая доменами с  $\mathbf{M}$ , параллельными одной из трех тетрагональных осей, будет растянута вдоль этой оси и сжата по двум другим. В магнитострикционное удлинение линейных размеров всего образца в произвольном направлении в общем будут давать вклад все домены, намагниченные вдоль разных ОЛН. Проанализируем с учетом этого, как отразится возникновение и рост  $C$ -доменов на ходе кривых магнитострикции в образцах с разным значением углов  $\alpha$  и  $\theta$  (см. табл. 8.2). Появление при намагничивании  $C$ -доменов с  $\mathbf{M}$ , параллельными осям [010] и [100], приводит к тому, что объем образца, который они занимают, оказывается (в силу сказанного) растянутым по указанным осям и сжат по оси [001]. Тогда при условии  $\alpha < \theta$  (как в обр. 2-4) проекция направления сжатия кристалла вдоль оси [001] на направление поля окажется больше суммы проекций направлений растяжений по осям [010] и [100], т.е. при росте  $C$ -доменов длина образца в направлении измерения будет уменьшаться по сравнению с его исходной длиной. Если, наоборот,  $\alpha > \theta$  (как у обр. б), то суммарная проекция направления магнитострикционного растяжения вдоль осей [010] и [100] на направление внешнего магнитного поля будет больше соответствующей проекции направления сжатия по оси [100], а длина образца при росте  $C$ -доменов будет резко увеличиваться. Все это наглядно подтверждается экспериментами.

Если же  $\alpha \sim \theta$  (как у обр. 5), то рост  $C$ -доменов не вызовет изменения длины образца, поскольку в силу симметрии расположения оси [111] относительно осей  $\langle 100 \rangle$  сжатие занятых доменами объемов по оси [001] будет компенсироваться их растяжением по осям [010] и [100]. Кривая магнитострикции в этом случае целиком зависит от процессов поворота  $\mathbf{M}$  к направлению поля, который сопровождается укорочением образца вследствие отрицательного значения спонтанной магнитострикции вдоль оси [111]. С этим же следует считать связанным и уменьшение магнитострикции вблизи индукции насыщения у образцов с  $\alpha > 55^\circ$ .

Ход кривых магнитострикций у образцов с  $\alpha < 55^\circ$  после окончания описанной перестройки ДС по всему образцу (за резким изгибом кривых намагничивания) определяется двумя процессами: во-первых, уменьшением объема С-доменов, приводящим, согласно сказанному, к удлинению образца вдоль поля, и, во-вторых, процессом поворота  $M$  к направлению поля, всегда сопровождающимся уменьшением длины образца вдоль направления намагничивания. В зависимости от соотношения этих процессов, определяемого величиной угла  $\alpha$ , и возникают некоторые количественные различия в поведении кривых магнитострикций у образцов в указанной области индукций: различный интервал индукций, в котором наблюдается отрицательная магнитострикция, и разная величина отрицательного максимума  $h_m$ . В каждом случае они определяются относительным вкладом С-доменов в индукцию образца.

Таким образом, своеобразный вид кривых магнитострикций кремнистого железа в кристаллах с  $\alpha < \alpha_c \approx 55^\circ$  с отрицательным участком в области индукций, далеких от магнитного насыщения, связан с особенностями поведения ДС при намагничивании образца под углом к оси легчайшего намагничивания, с возникновением С-доменов, магнитные моменты которых параллельны другим тетрагональным осям, невыгодно расположенным по отношению к полю.

В поликристаллических изотропных образцах этот механизм, по-видимому, выалируется процессами, происходящими в кристаллитах, намагничающими под углами к ОЛН, большими  $\alpha_c$ . Они, как было уже показано, сопровождаются удлинением образца. К этому же будет приводить и наличие внутренних неоднородных напряжений, создающих в исходном состоянии магнитную субструктуру с 90-градусными соседствами [38, 210]. Поэтому в таких образцах отрицательный участок проявляется лишь при возникновении магнитной текстуры (после термомагнитной, термомеханической обработок или при упругом растяжении) [199–203], когда указанные факторы существенно ослабляются. В кристаллографически текстурованных образцах (с текстурой типа (110) [001]), в которых оси легкого намагничивания кристаллитов отклонены от оси текстуры на небольшие углы, а кристаллическая решетка из-за более высокой чистоты материала менее искажена, эти факторы играют незначительную роль. Поэтому отрицательный участок на кривых магнитострикций вдоль оси текстуры обнаруживается и без дополнительных воздействий на образец (см., напр.: [54]). Можно ожидать также, что кривые магнитострикций вдоль оси [110] в плоскости {110} и в плоскости {100} будут качественно отличаться друг от друга, поскольку намагничивание в последнем случае будет производиться под острым углом ( $\alpha \sim 45^\circ$ ) к тетрагональным осям, параллельным плоскости листа, а поведение ДС должно быть похоже на то, которое наблюдается в образцах с  $\alpha < 55^\circ$ .

## 8.5. О влиянии формы образца на кривые магнитострикции

Влияние формы образца на кривые магнитострикции было обнаружено еще в 30-х годах Беккером и Корнекским (см. [339]) и первоначально качественно связывалось непосредственно с размагничивающим полем образца: последний должен так деформироваться при намагничивании.

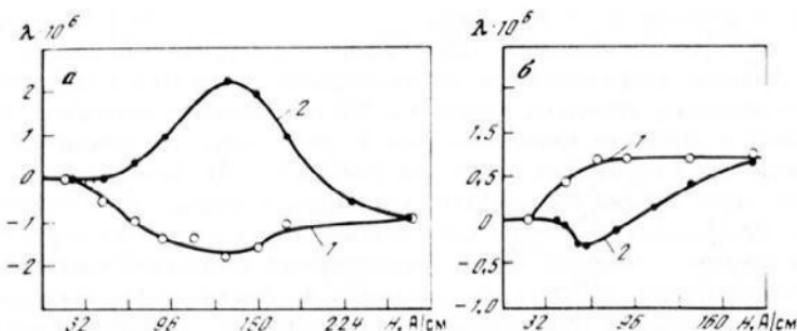


Рис. 8.4. Влияние формы ( $\text{Fe} - 3 \text{ мас. \% Si}$ )-кристалла типа (110) [001] на продольные кривые магнитострикции вдоль разных направлений [82]

чтобы его размагничивающий фактор был наименьшим. Рассмотрим этот вопрос с точки зрения поведения ДС при намагничивании образцов разной формы (ширины 20 и 3 мм), размагничивающий фактор которых различается примерно в 7 раз [82, 96].

На рис. 8.4 приведены кривые магнитострикции монокристаллов (110) [001] разной ширины, намагничиваемых либо под углом  $\alpha = 20^\circ$  к оси [001] (а), либо вдоль нее (б). Видно, что эти кривые в узких и широких образцах одной ориентации имеют качественно различный вид. Так, при  $\alpha = 20^\circ$  у образца шириной 3 мм (1) во всем исследованном интервале магнитных полей магнитострикция отрицательна, а ее абсолютная величина по мере увеличения поля сначала растет, а затем несколько убывает. Вид этой кривой похож на 3 и 4 рис. 8.2. У образца шириной 20 мм (2) магнитострикция в относительно небольших полях имеет положительные значения, растет по величине и в полях около 120 А/см достигает максимума. Далее, по мере увеличения поля, она монотонно убывает и только в полях выше 210 А/см принимает отрицательные значения.

В образцах, вырезанных вдоль оси [001] ( $\alpha = 0^\circ$ ), наоборот, отрицательный участок (хотя и небольшой) обнаруживается у образца шириной 20 мм (см. рис. 8.4, б, 2), тогда как у образца шириной 3 мм такого участка нет (1) — вся кривая расположена в области положительных значений магнитострикции, которая в относительно небольших полях ( $H \approx 65 \text{ A/cm}$ ) достигает насыщения.

Поведение ДС при намагничивании широкого и узкого образцов, вырезанных под углом  $\alpha = 20^\circ$  к оси [001], существенно различно. В узком образце (см. также рис. 7.2) наблюдается сложная перестройка исходной полосовой структуры с образованием вторичной ДС по всей длине образца. Это, как было показано в гл. 7, сопровождается магнитострикционным сокращением образца вдоль действующего поля. Им и определяется главным образом вид кривой 1 на рис. 8.4, а. В широком образце, в котором размагничивающий фактор вдоль оси [001] в 7 раз меньше, чем в узком, происходит смещение исходных 180-градусных границ вплоть до полей, в которых может осуществляться поворот  $\mathbf{M}$  к направлению поля, сопровождающийся в ( $\text{Fe-Si}$ )-сплавах монотонным уменьшением магнитострик-

ции ( $\sigma$  в области  $H > 130$  А/см). Положительная часть этой кривой ( $H < 130$  А/см), по-видимому, обусловлена структурными несовершенствами образцов, существованием конгломератов замыкающей структуры со значительными объемами доменов с 90-градусными соседствами, приводящими в процессе намагничивания к росту магнитострикции [81].

В образцах, вырезанных вдоль оси [001] ( $\alpha = 0$ ), намагничивание в большей части объема происходит смещением исходных 180-градусных границ. Образующаяся в процессе намагничивания вторичная структура вблизи торцевых поверхностей в узком образце вследствие малости его размагничающего фактора локализуется в относительно небольших объемах, поэтому она практически не отражается на ходе кривой магнитострикции (см. рис. 8.4, б, 1). В широком образце, где размагничающий фактор в 7 раз выше, этот процесс охватывает более значительные объемы и отражается на ходе кривой магнитострикции — появляется, хотя и небольшой, отрицательный участок (см. рис. 8.4, б, 2).

Таким образом, при одних и тех же кристаллографических ориентациях поверхности в зависимости от формы образца, направления намагничивающего поля и вида исходной ДС можно наблюдать не только количественные различия в кривых магнитострикции (см., напр.: [2, 81, 82]), но и качественные их изменения. Эти изменения связаны в основном не с различием исходной ДС образца, как принято считать, а с различием ее поведения в процессе намагничивания: ДС изменяется таким образом, чтобы магнитостатическая энергия вдоль оси измерения в процессе намагничивания образца существенно не увеличивалась.

В свете изложенных результатов ясно, что обсуждать характер эффекта формы (сжатие или растяжение образца с увеличением размагничающего фактора) не имеет смысла, поскольку, как вытекает из рис. 8.4, в зависимости от ситуации этот эффект может быть качественно различен при одной и той же форме образца. Однако можно сказать, что в магнитотрехосных кристаллах с положительной спонтанной магнитострикцией всегда будет наблюдаться укорочение образца в направлении намагничивания, если оно осуществляется с участием перестройки доменов с  $M$ , параллельными ближайшей к полю тетрагональной оси (легчайшего намагничивания), в домены с  $M$  вдоль далеких от него осей легкого намагничивания. В противоположном случае, т.е. когда осуществляется переход от доменов с  $M$  вдоль осей, далеких от направления поля, к доменам с  $M$ , ближайшими по направлению к осям легкого намагничивания, наоборот, всегда будет наблюдаться удлинение образца. По-видимому, с различием ситуаций в эксперименте связаны и противоречивые экспериментальные данные об эффекте формы в поликристаллических образцах магнитотрехосных ферромагнетиков (см., напр.: [21, с. 640–686]).

#### 86. Влияние на кривые магнитострикции малых отклонений плоскости листа от кристаллографической плоскости (110)

В предыдущих разделах рассматривалось поведение кривых продольной магнитострикции листообразных кристаллов кремнистого железа, наибольшая поверхность которых совпадала с плоскостью типа (110), а намагни-

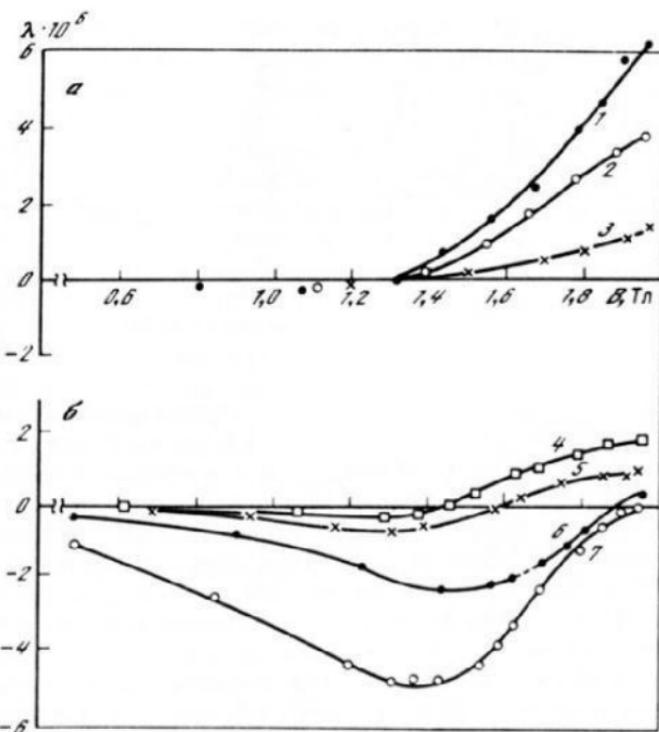


Рис. 8.5. Кривые продольной магнитострикции кристаллов, различающихся величиной углов  $\beta$  (а) и  $\alpha$  (б) [92]

1, 2, 3 –  $\beta = 6^\circ$ , 3 и  $1.5^\circ$  соответственно; 4–7 –  $\alpha = 1^\circ$ , 4, 8 и  $13^\circ$  соответственно

чивание осуществлялось под произвольным углом  $\alpha$  к оси [001], параллельной плоскости листа. Было показано, что даже небольшие отклонения поля от этой оси приводят к появлению на кривых отрицательного участка с ярко выраженным минимумом.

Рассмотрим теперь влияние небольших отклонений поверхности образцов от плоскости (110) на вид кривых магнитострикций, измеренных вдоль проекции оси [001] на плоскость листа [92]. Эти отклонения будем характеризовать величиной угла  $\beta$ . В описываемых далее опытах он изменялся от  $1.5$  до  $6^\circ$ . Доменная структура на поверхности образцов в размагниченном состоянии по мере увеличения угла  $\beta$  изменялась от полосовой со 180-градусными соседствами с небольшим количеством каплевидных замыкающих доменов к сложной кружевной замыкающей ДС (см. рис. 6.6, б, г).

Кривые магнитострикций образцов с различным значением угла приведены на рис. 8.5, а. На этом же рисунке для сопоставления показаны кривые магнитострикций в зависимости от величины угла  $\alpha$ , который изменился от  $1$  до  $13^\circ$  (рис. 8.5, б).

Видно совершенно различное поведение кривых в зависимости от величины этих углов. Если в образцах, отличающихся по величине угла  $\alpha$ , появляется отрицательный участок, который по мере увеличения  $\alpha$ , как это

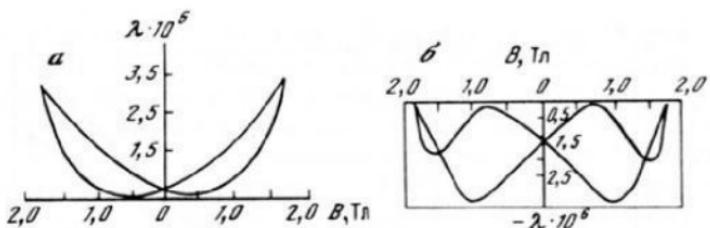


Рис. 8.6. Динамические магнитострикционные петли образцов с разной ориентацией поверхности [224]

$\alpha - \beta = 3^\circ$  ( $\alpha \sim 0$ );  $\beta - \alpha = 8^\circ$  ( $\beta \sim 0$ );  $B_m = 1,7$  Тл;  $f = 50$  Гц

было показано и ранее, увеличивается, то в образцах, отличающихся по величине угла  $\beta$ , такого участка нет. С ростом  $\beta$  при индукциях выше 1,4 Тл кривые магнитострикции лишь поднимаются в область больших ее значений. Соответственно увеличивается и магнитострикция насыщения.

Отличие кривых магнитострикции в образцах с  $\beta > 0$  от соответствующих кривых для образцов с  $\alpha > 0$  понятно из соображений, подробно изложенных в предыдущих разделах. Действительно, в случаях, когда  $\beta > 0$  ( $\alpha \sim 0$ ), в отличие от случаев  $\alpha > 0$  в размагниченных образцах по всей поверхности имеется система замыкающих доменов, в которой содержатся и домены с векторами намагничивания, параллельными осям легкого намагничивания [010] и [100], отклоненным на большие углы от поверхности листа, чем ось [001]. Эти участки образца растянуты вдоль указанных осей. Поскольку последние составляют с полем большие углы, чем ось [001], то переориентация  $M$  к оси [001] в процессе намагничивания образца, которая осуществляется путем смещения 90-градусных границ, вызовет увеличение длины образца в направлении намагничивания, т.е. приведет к положительным значениям магнитострикции.

Таким образом, экспериментальные результаты показывают, что связывать наличие отрицательного участка на кривых магнитострикции текстурованного кремнистого железа с поведением поверхностной замыкающей доменной структуры, обусловленной отклонением осей легчайшего намагничивания кристаллитов от плоскости листа, как это делается в работе [231], неправомерно. Как уже показано, этот участок связан с разориентацией указанных осей кристаллитов в плоскости листа (по углу  $\alpha$ ) относительно оси прокатки и со сложной перестройкой ДС в процессе намагничивания в этих случаях.

Характер квазистатических кривых магнитострикции существенно влияет на вид динамических магнитострикционных петель гистерезиса. На рис. 8.6 показаны полученные в работе [224] петли для двух монокристаллических образцов, имеющих при данном значении амплитуды индукции практически одинаковые амплитудные значения магнитострикции, но различающихся их знаком из-за ориентации поверхности. Видно, что когда  $\beta > 0$  ( $\sim 3^\circ$ ), т.е. плоскость листа отклонена от плоскости (110), магнитострикционная петля вдоль проекции оси [001] на эту плоскость имеет более простой вид (рис. 8.6, a), чем когда  $\beta = 0$ , а  $\alpha > 0$  ( $\sim 8^\circ$ ), т.е. плоскость листа совпадает с плоскостью (110), а поле непараллельно оси [001].

(рис. 8.6, б). В последнем случае обнаруживается и более сложная временная зависимость магнитострикционных колебаний. В спектре ее в сильной степени проявляются гармоники II и III порядка. При этом заметно увеличивается и уровень шума трансформаторов по сравнению с образцами, у которых магнитострикционная петля имеет обычный вид. Отсюда ясно, что в текстуированном техническом кремнистом железе отклонение осей легчайшего намагничивания кристаллитов от плоскости листа ( $\beta > 0$ ) менее вредно отражается на уровне шума трансформатора, чем разорIENTATION их в плоскости листа ( $\alpha < 0$ ).

В гл. 6 упоминалось, что при уменьшении толщины листа в интервале 0,1–0,001 мм существенно изменяется ДС (Fe–Si)-сплавов. По-видимому, с этим обстоятельством связана в основном своеобразная, качественно одинаковая в разных ферромагнетиках зависимость квазистатических магнитных свойств от толщины листа, в частности резкий рост коэрцитивной силы и снижение проницаемости в указанном интервале толщин. Поскольку, несмотря на важность этого явления в научном и практическом плане, рассмотреть его в настоящей монографии не представляется возможным, рекомендуем заинтересованному читателю обратиться к некоторым литературным источникам: [13, 30, 76, 78, 79, 85, 108, 144, 145, 212, 374].

## Глава 9

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ

## 9.1. Гистерезисные потери

Как мы видели (гл. 1, 8), состояние ферромагнетика, отвечающее заданному внешнему магнитному полю, в общем случае не является однозначным: индукция (или намагниченность) при циклическом изменении внешнего магнитного поля описывает замкнутую кривую, называемую петлей гистерезиса (ПГ). В многодоменных образцах, какими, как правило, являются исследуемые образцы электротехнической стали, и в которых перемагничивание в первую очередь происходит путем смещения доменных границ, одной из главных причин магнитного гистерезиса является задержка смещения ДГ на дефектах (немагнитные и магнитные включения, межзеренные границы, скопления дислокаций и др.) и их последующие необратимые скачки. Указанные задержки границ особенно велики (эффективны), когда размеры неоднородностей соизмеримы с толщиной доменной границы [337].

В ряде случаев, например при наличии наведенной анизотропии, магнитный гистерезис вызывается задержкой образования и роста зародышей перемагничивания, из которых по мере уменьшения магнитного поля развивается доменная структура (см., напр., рис. 7.3). Зародыш может появляться и в отрицательных магнитных полях, т.е. в полях, имеющих направление, противоположное направлению поля при намагничивании образца. Он может возникать путем неоднородного вращения вектора намагничен-

ности  $M$ , например, в участках с локально пониженной магнитной анизотропией. Такие участки кристалла могут быть связаны с существованием флюктуаций состава, с примесями чужеродных атомов, макроскопическими включениями. Местами образования зародышей могут быть также любые места кристалла, где по какой-либо причине может оказаться повышенной плотность энергии размагничивающего поля (границы зерен, разрывы сплошности, немагнитные включения и др.).

В полях  $H = -H_n$ , называемых полями зарождения, энергетический барьер, связанный с существованием локального поля анизотропии, исчезает, и такой участок кристалла может перемагнититься (образуется зародыш). Дальнейшее поведение зародыша в принципе для разных кристаллов может быть самым разнообразным. Например, он может затормозиться дефектами, и тогда для дальнейшего перемагничивания кристалла необходимо приложить добавочное отрицательное поле. Однако существует ситуация, когда образовавшись в поле  $H = -H_n$  зародыш быстро разрастается, перемагничивая кристалл практически одним скачком. Зародышами могут являться также остатки ДС, локализованные на дефектах образца и неуничтоженные в процессе его намагничивания даже в практически насыщенном образце. Удобно считать, что рост зародышей начинается при достижении так называемого поля старта  $H = -H_s$ . При  $|H| > |H_s|$  энергия, идущая на создание граничного слоя зародыша, перекрывается выигрышем энергии в объеме образца. Если  $|H_n| > |H_s|$ , то магнитный гистерезис связан с задержкой образования зародышей: если  $|H_n| < |H_s|$ , то — с задержкой роста зародышей.

Отставание намагнченности образца  $I$  от  $H$  при намагничивании и перемагничивании его приводит к тому, что энергия, приобретаемая ферромагнетиком при повышении поля, не полностью возвращается при его уменьшении. Часть этой энергии теряется. Теряемая за один полный цикл перемагничивания энергия  $Q_r$  определяется площадью петли гистерезиса, т.е.

$$Q_r = \oint H dI = \frac{1}{4\pi} \oint H dB, \quad (9.1)$$

где  $B$  — магнитная индукция в ферромагнетике. Кругляшок у интегралов означает, что они берутся по всем значениям  $H$  и  $B$  (или  $I$ ), соответствующих замкнутой петле гистерезиса. Теряемая энергия в конечном счете превращается в тепло, которое рассеивается в окружающее пространство. Потери энергии, определяемые статической (квазистатической) петлей гистерезиса, называют обычно гистерезисными потерями. Чтобы отметить это, у величин, характеризующих гистерезисные потери, мы будем в дальнейшем писать индекс "r" (напр.:  $Q_r$ ). Очень часто магнитомягкие ферромагнитные материалы используются в условиях, когда на них воздействуют переменные магнитные  $H$ - поля большой амплитуды (динамическое перемагничивание). При динамическом перемагничивании образца, когда поле периодически изменяется по величине с некоторой частотой, гистерезисные потери составляют лишь часть возникающих при этом так называемых полных потерь энергии. Зависимость  $I_r$  (или  $B_r$ ) от  $H_r$  также описывается некоторой петлей, которую называют динамической петлей гистерезиса (ДПГ). Эта петля при прочих равных условиях не совпадает с квазистатической. Для петель одинаковой высоты (с одинаковым максималь-

ным значением  $I_{\infty}$ ) ДПГ обычно шире статической. Последнее обусловлено тем, что к квазиравновесным гистерезисным потерям добавляются динамические потери, которые могут быть связаны с магнитной вязкостью, обусловленной спин-спиновыми или спин-решеточными процессами релаксации намагниченности, а в проводящих ферромагнетиках также и с вихревыми токами. Полные потери, вообще говоря, могут быть оценены по динамической петле гистерезиса. Во всяком случае, для плотности энергии динамических потерь можно записать

$$Q = \frac{1}{4\pi} \oint H_{\infty} dB_{\infty}, \quad (9.2)$$

где  $B_{\infty}$  — мгновенное значение переменной магнитной индукции в образце.

Помимо плотности потерь энергии обычно вводят также величины

$$W' = fQ, \quad (9.3)$$

где  $f$  — линейная частота изменения внешнего магнитного поля, и

$$P = W'/\rho = fQ/\rho, \quad (9.4)$$

где  $\rho$  — плотность вещества. Величины  $W'$  и  $P$  с физической точки зрения представляют собой соответственно плотность мощности потерь энергии, отнесенной к единице объема вещества, и удельную мощность потерь, отнесенную к единице массы вещества, дессинируемые в единицу времени. Обе эти величины, согласно современному ГОСТу, называют также потерями и удельными потерями соответственно.

Форма ПГ, а также определяемые ею потери, существенно зависят от химического состава вещества, его структурного состояния и температуры, от характера дефектов и их распределения в образце, а следовательно, и от деталей технологии приготовления образцов и их последующих обработок (тепловой, механической, термомагнитной и др.). Таким образом, варьируя обработку, можно существенно менять гистерезисные характеристики и вместе с ними свойства магнитных материалов, диапазон изменения которых весьма широк.

В силу сказанного можно, изучая динамический магнитный гистерезис, определить полные потери энергии переменного электромагнитного поля (электромагнитные потери), действующего на ферромагнетик. Однако для выяснения непосредственных причин, приводящих к увеличению удельной мощности потерь в ферромагнитных образцах, очень важно уметь из общих потерь выделить вклад отдельных ее составляющих. Важно также знать конкретные физические механизмы, обуславливающие их, а также уметь вычислять их количественную часть в суммарных потерях. В связи с этим в следующих разделах мы остановимся еще на двух конкретных типах электромагнитных потерь: уже упомянутых вихревых и релаксационных, которые играют важную роль в очень многих, широко применяемых в технике материалах.

## 9.2. Вихревые потери. Общие представления

Используемые в технике железокремнистые стали являются магнитомягкими электропроводящими материалами. В таких материалах при изменении со временем магнитного потока в плоскости, перпендикулярной направлению его изменения, индуцируются переменные вихревые электрические поля и вызванные ими вихревые токи. Как известно, эти токи имеют такое направление, что связанные с ними поля ослабляют внешние переменные поля, обусловливающие само появление вихревых токов. Рассмотрим ферромагнитную пластину из проводящего вещества. При помещении этой пластины во внешнее переменное поле  $H_B$ , направленное так, как указано на рис. 9.1, в плоскости, перпендикулярной  $H_B$  и направлению изменения магнитного потока  $d\Phi/dt$ , возникают индукционные токи  $j$ . Переменные поля  $H_s$ , связанные с появлением  $j$ , как видно из рисунка, имеют направление, обратное  $H_B$ . Таким образом, вихревые токи противодействуют проникновению поля внутрь образца и, следовательно,  $H_s$  в пластине оказывается неоднородным. Известно, что оно максимально у поверхности образца и убывает при удалении от нее. Это явление называют скин-эффектом.

Сами вихревые токи имеют максимальную величину вблизи поверхности. С ними связаны джоулев нагрев образца, т.е. энергия вихревых токов превращается в джоулево тепло и рассеивается в окружающее пространство. Таким образом, вихревые потери представляют собой джоулевы потери. В связи с этим они могут быть вычислены обычным образом, в частности плотность мощности потерь можно представить в виде

$$W_B = \frac{\rho_E}{V} \int \bar{j}^2 dr, \quad (9.5)$$

где  $\rho_E$  – удельное электросопротивление, которое предполагается однородным;  $V$  – объем ферромагнетика; черта сверху означает усреднение по периоду  $T$  изменения индукции или магнитного поля:

$$\bar{a} = \frac{1}{T} \int_0^T a(t) dt.$$

Согласно закону Ома, для случая однородного изотропного вещества (9.5) можно записать также в виде

$$W_B = \frac{1}{V} \int \bar{j} \bar{E} dr = \frac{1}{V \rho_E} \int \bar{E}^2 dr, \quad (9.6)$$

где  $E$  – напряженность вихревого электрического поля.

По аналогии с (9.4) можно ввести удельные вихревые потери

$$P_B = W_B / \rho. \quad (9.7)$$

Индекс "B" здесь и далее будем употреблять для характеристики вихревых потерь.

Приведенные формулы для электромагнитных потерь можно представить также в другом, удобном для дальнейшего виде. Учитывая, что очень часто поля, а следовательно, вихревые токи являются периодическими

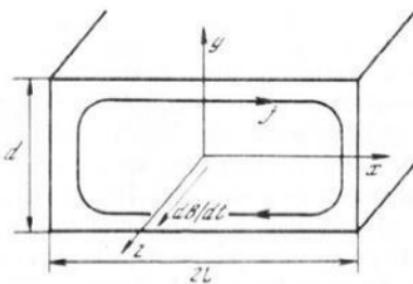


Рис. 9.1. Схематическое изображение возникновения индукционных токов в проводящей пластине

(но не обязательно гармоническими) функциями времени  $t$ , можно разложить их в ряд Фурье

$$\mathbf{j}(t) = \sum_n j_n e^{in\omega t}, \quad j_n = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{j}(t) e^{-in\omega t} dt. \quad (9.8)$$

где  $j_n$  — фурье-компоненты тока  $\mathbf{j}(t)$ ;  $\omega = 2\pi/T$  — круговая частота ( $T$  — период) изменения  $\mathbf{j}$ . Суммирование по числу  $n$  идет от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

Поскольку  $\mathbf{j}(t)$  — вещественная, а  $j_n$  в общем случае комплексная величина, из условия вещественности

$$(\mathbf{j}(t))^* = \mathbf{j}(t),$$

где звездочка обозначает комплексное сопряжение, имеем

$$\mathbf{j}_n^* = \mathbf{j}_{-n}. \quad (9.9)$$

Подставляя (9.8) в (9.5), получим

$$W_B = \frac{\rho_E}{V} \sum_n \int_V |\mathbf{j}_n|^2 d\mathbf{r}, \quad (9.10)$$

Аналогично можно записать

$$W_B = \frac{1}{\rho_E V} \sum_n \int_V |\mathbf{E}_n|^2 d\mathbf{r}, \quad (9.11)$$

где

$$\mathbf{E}_n = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{E}(t) e^{-in\omega t} dt. \quad (9.12)$$

Таким образом, из приведенных формул ясно, что для того чтобы оценить вихревые потери, необходимо найти  $\mathbf{E}$  или  $\mathbf{j}$ . Эти величины могут быть найдены из уравнений Максвелла, которые для проводящих ферромагнетиков могут быть аппроксимированы в виде

$$\text{rot } \mathbf{H} = (4\pi c)\mathbf{j}, \quad (9.13)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -(1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (9.14)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (9.15)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0. \quad (9.16)$$

Здесь учтено, что в металлах токи смещения малы вплоть до частот, представляющих плазменную частоту  $\omega_p$  ( $\sim 10^{15}$  с<sup>-1</sup>). Кроме того, принято, что металл не содержит объемных электрических зарядов.

В общем случае к этим уравнениям необходимо добавить граничные условия, а также материальные уравнения. Нас будет интересовать главным образом уравнение, связывающее магнитную индукцию  $\mathbf{B}$  с магнитным полем  $\mathbf{H}$ . Ради простоты прежде всего будем интересоваться изотропной средой. Пренебрегая также нелокальной связью индукции  $\mathbf{B}$  с магнитным полем  $\mathbf{H}$ , можно записать

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (9.17)$$

В уравнениях (9.13) – (9.17) под  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{H}$  и  $\mu$ , вообще говоря, следует понимать локальные значения указанных величин. Кроме того, все эти величины являются функциями времени  $t$ , включая и  $\mu$ . Последнее особенно важно, если амплитудное значение поля  $\mathbf{H}$  достаточно велико (близко к  $\mathbf{H}_m$ ). Из сказанного в разд. 1.5 ясно, что проницаемость  $\mu$  является функцией поля, а потому зависимость от времени  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{H}$  неодинакова. В связи с этим задача о потерях может быть поставлена таким образом, чтобы контролировалась или индукция (закон изменения по времени и амплитудное значение), или напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$ . Реально каждую из этих величин можно задать изменяющейся по гармоническому закону (по синусу или косинусу). При этом другая величина будет изменяться со временем более сложно. Указанные особенности связаны с нелинейной зависимостью  $\mathbf{B}$  от  $\mathbf{H}$ .

Обе ситуации встречаются в технике. Так, магнитное поле в образце в реальных технических устройствах, например в трансформаторах, создается с помощью обмоток, охватывающих образец. Как правило, на обмотку подается напряжение синусоидальной формы. Обычно активное сопротивление обмоток мало по сравнению с реактивным. Это приводит к тому, что изменение индукции в образце также будет синусоидальным. Естественно, что в общем случае (не малые  $H$ ) поле при этом не будет изменяться синусоидально. Практически встречается также и другая ситуация, когда из-за большого активного сопротивления намагничивающей цепи изменение магнитного поля со временем оказывается близким к синусоидальному.

Естественно, что потери, вычисленные в каждом из указанных случаев, будут отличаться. Более того, даже в рамках одного из этих случаев потери будут разными при разной временной зависимости одной и той же контролируемой величины. Для того чтобы показать это, достаточно воспользоваться, например, формулой (9.11), хотя в нее входит амплитуда Фурье электрического поля, а не магнитной индукции или магнитного поля. Однако это обстоятельство на последующие выводы существенного влияния не оказывает.

Итак, пусть  $E(t)$ , входящее в (9.11), изменяется одним из трех разных способов, указанных на рис. 9.2. Вычисляя интеграл (9.12) для трех этих

Рис. 9.2. Схематическое изображение возможных изменений составляющей вихревого поля

Предполагается, что во всех трех случаях период и амплитудное значение  $E$  одинаковы

случаев, получим

$$E_n = E_0(\delta_{n,1} - \delta_{n,-1})/2i$$

— для синусоидального изменения  $E$ ,

$$E_n = -i \frac{2E_0}{\pi^2 n^2} [1 - (-1)^n] \sin \frac{n\pi}{2}$$

— для пилообразного изменения  $E$ ,

$$E_n = \frac{1}{\pi n} E_0 [1 - (-1)^n] \sin \frac{n\pi}{2}$$

— для ступенчатого изменения поля  $E$ .

Подставляя полученные величины в (9.11), найдем

$$W_B = \frac{1}{2} W'_0, \quad W_B = \frac{1}{3} W'_0, \quad W_B = W'_0 \quad (9.18)$$

соответственно для синусоидального, пилообразного и ступенчатого изменения  $E$ . Здесь

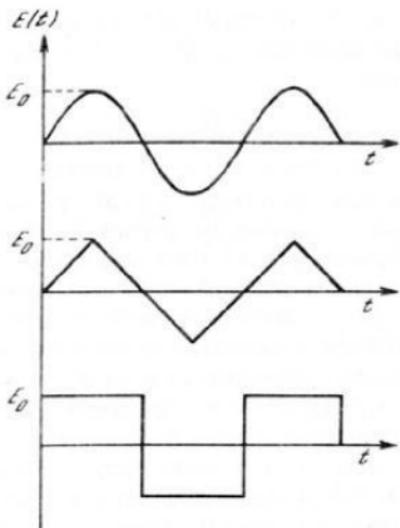
$$W'_0 = \frac{1}{\rho_E I^2} \int_V |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}. \quad (9.19)$$

Отсюда видно, что форма изменения поля  $E$  или тока  $j$  со временем существенно сказывается на величине потерь. При этом если изменение  $E$  будет отклоняться в сторону пилообразной (ступенчатой) формы, то потери должны быть меньше соответствующих потерь при синусоидальном изменении  $E$ . Аналогичные выводы справедливы и для различного изменения со временем  $B$  или  $H$ . В связи со сказанным ясно, что во избежание разнобоя в сравнении различных результатов необходимо приводить их к однаковому изменению  $B$  или  $H$ . Обычно рассматривают потери при синусоидальном изменении индукции, члену мы, за малым исключением, будем следовать в данной монографии.

Дальнейшее исследование вихревоковых потерь может быть проведено лишь путем детального вычисления полей  $E$  (токов  $j$ ) (исходя из уравнений (9.13)–(9.16)).

### 9.3. Вихревоковые потери в модели постоянной проницаемости

Рассмотрим плоскопараллельную ферромагнитную пластину типа изображенной на рис. 9.1. Будем предполагать, что ее размеры в направлении, перпендикулярном к нормали, существенно превышают толщину пластины  $d$ . Предположим также, что на пластину действует переменное магнит-



ное поле  $H_z(t)$ , периодически меняющееся со временем и имеющее амплитуду  $H_0$ . Пусть  $H_z(t)$  поляризовано вдоль оси  $z$ . Вследствие непрерывности тангенциальной составляющей поля на обеих поверхностях пластины имеем

$$H_z|_{y=z/d/2} = H_z(t)|_{y=z/d/2}. \quad (9.20)$$

Для того чтобы рассчитать потери, прежде всего необходимо решить систему уравнений (9.13) – (9.16) с граничными условиями (9.20), учитывая условия на нормальную составляющую магнитной индукции и на нормальную и тангенциальную составляющие электрического поля  $E$ . Сформулированная таким образом задача является весьма сложной. Сложность ее связана не только с тем, что в силу (9.17) указанная система уравнений является нелинейной, но также и с тем, что процессы, определяющие зависимость  $\mu$  от  $H$ , сложны (см. гл. 7) и в общем случае связаны с обратимым и необратимым движением доменных границ, описать которые весьма затруднительно. Наличие доменной структуры приводит также к тому, что проницаемость  $\mu$  должна зависеть от координат. Иными словами, важна пространственная дисперсия магнитной проницаемости. Таким образом, в общем случае  $\mu$  является функцией поля, координат и времени.

Чтобы ликвидировать все эти трудности и хоть как-то оценить потери, исходят из представлений о некой эффективной проницаемости, которая не зависит ни от поля, ни от времени, ни от координат. Это так называемая модель постоянной проницаемости. Соответствующий подход возник на заре развития учения о магнетизме и в связи с этим вычисляемые на его основе потери называют классическими. Из сказанного ясно, что рассматриваемый подход весьма груб. Однако, как будет показано, можно найти условия, при которых он дает удовлетворительное описание потерь. Итак, с учетом предположения о постоянстве  $\mu$  вместо (9.14) имеем

$$\operatorname{rot} E = - \frac{1}{c} \mu \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (9.21)$$

Поскольку пластина имеет большие по сравнению с толщиной размеры в плоскости, параллельной поверхности, мы ради упрощения расчетов будем считать ее безграничной. В этой ситуации  $H$  будет иметь только одну компоненту  $H_z$  и отпадает надобность в других граничных условиях на  $H$ , кроме (9.20).

Электрическое поле в данном случае, как и ток, должны циркулировать в плоскости, перпендикулярной  $z$ , причем для безграничной пластины должна остаться только компонента  $E_x$ . Кроме того, вместо граничных условий на данную компоненту электрического поля можно воспользоваться условием симметрии

$$E_x(y) = E_x(-y). \quad (9.22)$$

Согласно (9.13), (9.15) и (9.21), имеем

$$\frac{d^2 H_z}{dy^2} + \frac{4\pi\mu\sigma_E}{c^2} \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0, \\ \sigma_E = \rho_E^{-1}. \quad (9.23)$$

Считая, что

$$H_x(t) = H_x(t + T) \quad (9.24)$$

и раскладывая  $H_x$  в ряд Фурье по времени, имеем

$$H_x(t) = \sum_n H_n e^{in\omega t}. \quad (9.25)$$

Здесь  $n$  – целое число, меняющееся от  $-\infty$  до  $+\infty$ ;  $\omega$  – частота изменения внешнего поля  $H_z(t)$ ;  $H_n$  – компонента Фурье  $H_x(t)$ , которая может быть вычислена по формуле

$$H_n = \frac{1}{T} \int_0^T H_x(t) e^{-in\omega t} dt. \quad (9.26)$$

Подставляя (9.25) в (9.23), имеем

$$\frac{d^2 H_n}{dy^2} + k_n^2 H_n = 0, \quad (9.27)$$

где

$$k_n = (1 + i \operatorname{sgn} n)/\delta_\sigma; \quad \delta_\sigma = c/\sqrt{2\pi\mu_0 E} \omega. \quad (9.28)$$

Из (9.27) имеем

$$H_n = A_n e^{k_n y} + B_n e^{-k_n y}, \quad (9.29)$$

где  $A_n$  и  $B_n$  – константы интегрирования.

Имея в виду, что  $H_z(t) = H_0 \tilde{f}(t)$ , где  $\tilde{f}(t)$  описывает периодическую зависимость внешнего магнитного поля от времени, вместо (9.20) с учетом (9.25) получим

$$H_n|_{y=\pm d/2} = H_0 \tilde{f}_n|_{y=\pm d/2}, \quad (9.30)$$

где

$$\tilde{f}_n = \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{f}(t) e^{-in\omega t} dt. \quad (9.31)$$

Подставляя (9.29) в (9.30) и решая получающуюся в результате этой подстановки систему двух уравнений с двумя неизвестными  $A_n$  и  $B_n$ , получим

$$A_n = B_n = \frac{H_n \tilde{f}_n}{2 \operatorname{ch}(k_n d/2)}.$$

Используя эти значения  $A_n$  и  $B_n$ , согласно (9.29), получим

$$H_n = H_0 \frac{\operatorname{ch} k_n y}{\operatorname{ch}(k_n d/2)} \tilde{f}_n. \quad (9.32)$$

Из (9.21) в рамках рассматриваемых приближений, используя (9.22) и (9.32), для фурье-компоненты  $E_x$  находим

$$E_n = -\frac{i\omega\mu}{c} \frac{2H_0}{k_n} \tilde{f}_n \frac{\operatorname{sh} k_n y}{\operatorname{ch} k_n d/2}. \quad (9.33)$$

С учетом (9.33) из выражения (9.11) для потерь находим

$$W_{\text{в}}^{(\text{кл})} = 24 \left( \frac{\delta_\sigma}{d} \right)^3 W_{0\text{в}}^{(\text{кл})} \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{n} |\tilde{f}_n|^2 \frac{\operatorname{sh}(\sqrt{n} d / \delta_\sigma) - \sin(\sqrt{n} d / \delta_\sigma)}{\operatorname{ch}(\sqrt{n} d / \delta_\sigma) + \cos(\sqrt{n} d / \delta_\sigma)}. \quad (9.34)$$

где

$$W_{0\text{в}}^{(\text{кл})} = 1/6 (\pi f dB_m)^2 / (\rho_E c^2); \quad (9.35)$$

$f = \omega / 2\pi$  – линейная частота изменения внешнего магнитного поля;  $B_m$  – амплитудное значение индукции, которая в данном случае определена как  $B_m = \mu H_0$ . Если поле  $H_z(t)$  меняется синусоидальным образом со временем, т.е.  $\tilde{f}(t) = \sin \omega t$ , то из (9.31)

$$\tilde{f}_n = 1/2(\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}).$$

Используя это, из (9.34) получаем

$$W_{\text{в}}^{(\text{кл})} = 6 \left( \frac{\delta_\sigma}{d} \right)^3 W_{0\text{в}}^{(\text{кл})} \frac{\operatorname{sh}(d / \delta_\sigma) - \sin(d / \delta_\sigma)}{\operatorname{ch}(d / \delta_\sigma) + \cos(d / \delta_\sigma)}. \quad (9.36)$$

Индекс "кл" указывает на то, что вычисленные потери называют классическими.

Обычно в трансформаторах используются тонкие листы электротехнической стали ( $\sim 0.33$  мм), и работают они в области сравнительно низких частот  $\sim 50$  Гц. В этой ситуации  $d / \delta_\sigma \ll 1$ . Используя это приближение из (9.36), легко находим

$$W_{\text{в}}^{(\text{кл})} = W_{0\text{в}}^{(\text{кл})} = 1/6 (\pi d f B_m)^2 / (\rho_E c^2). \quad (9.37)$$

Это обычное, часто приводимое выражение для вихревоковой составляющей электромагнитных потерь (см., напр.: [8]). Хотя оно получено для ситуации, когда контролируется внешнее магнитное поле, но точно такое же выражение получается и при заданной индукции с амплитудным значением  $B_m$  (см. [8]). Из формулы (9.37) видно, что в классическом пределе (отсутствие дисперсии проницаемости) мощность вихревоковой составляющей электромагнитных потерь существенно зависит от толщины листа и в тонких листах может стать очень маленькой. Таким образом, одним из способов управления величиной вихревоковой составляющей потерь является уменьшение толщины листа. Существенно отметить также, что  $W_{\text{в}}^{(\text{кл})}$  тем меньше, чем больше электросопротивление материала. Отсюда ясно, что регулировать потери можно также путем увеличения его электросопротивления. Для этой цели можно вводить в материал добавки других элементов (примеси). На этих примесях будет происходить дополнительное рассеяние электронов проводимости. Однако этот путь может привести к порче других весьма полезных свойств материалов. Так, в широко используемой электротехнической стали введение Si наряду с увеличением электросопротивления и, следовательно, уменьшением потерь приводит к снижению магнитного насыщения. Кроме того, увеличение кремния выше 3 мас.% делает сталь очень хрупкой, плохо поддающейся механической обработке. Это затрудняет получение относительно тонких листов, используемых в электротехнических аппаратах.

Наконец, заметим, что, согласно (9.37), электромагнитные потери квадратично растут с частотой и амплитудой индукции. Если положить  $\rho_E \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$ ,  $B_m \approx 10^4 \text{ Гс}$ ,  $d = 0.3 \text{ мм}$ ,  $f = 10^2 \text{ с}^{-1}$  и учесть, что  $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ , то из (9.37) получим величину потерь за один цикл —  $W_{\text{вн}}^{(\text{квн})}/f \approx 400 \text{ эрг/см}^3$ .

Если ферромагнетик одновременно является и диэлектриком, то описанные вихревоковые потери в нем будут отсутствовать. Однако это не означает, что в динамическом режиме в ферродиэлектрике динамическая петля должна полностью совпадать с квазистатической. В этом случае энергия внешнего электромагнитного поля идет на возбуждение того или иного упорядоченного движения намагниченности. Иными словами, энергия электромагнитного поля переходит в энергию магнитной подсистемы. Далее диссилияция энергии может происходить в результате передачи ее от магнитной подсистемы к кристаллической решетке (спин-решеточное взаимодействие). При этом предварительно вследствие диполь-дипольного взаимодействия энергия может перераспределиться и в самой магнитной подсистеме. Диполь-дипольное и спин-решеточное взаимодействия существуют как в проводящих ферромагнетиках, так и в ферродиэлектриках. С ними обычно связывают релаксационные потери. Согласно оценкам, в электротехнических стальных эти потери составляют малую долю от полных.

#### 9.4. Разделение электромагнитных потерь

Итак, электромагнитные потери в магнитомягких материалах складываются из вихревоковых и гистерезисных. Как правило, экспериментально измеряются суммарные потери. Измерения можно проводить различными методами, например калориметрическим, ваттметрическим и др. Поскольку составляющие этих потерь, как следует из сказанного, по-разному могут зависеть от материальных и геометрических параметров образцов из-за разных конкретных условий их возникновения, необходимо исследовать вклад каждой составляющей в общие потери раздельно.

Таким образом, мы приходим к необходимости разделения электромагнитных потерь на составляющие. Этот вопрос отнюдь не тривиален, как может показаться с первого взгляда, поскольку на самом деле потери в магнитомягком материале, как гистерезисные, так и вихревоковые, в конечном итоге связаны с одним и тем же физическим механизмом — необратимым смещением доменных границ. Вся разница заключается в том, что в первом случае магнитное поле изменяется квазистатически, т.е. достаточно медленно, а во втором случае оно является быстропеременным. Фактически причина существования квазистатической петли гистерезиса заключается в невозможности осуществить смещение доменных границ с бесконечно малой скоростью даже при контролируемом бесконечно медленном изменении внешнего магнитного поля. Как уже указывалось (см. гл. 7), это связано с вероятностью отрыва доменных границ от закрепляющих их центров.

Из всего сказанного ясно, что гистерезисные потери можно определить по площади квазистатической петли гистерезиса. Что же касается вихревоковых потерь, то измерить их непосредственно невозможно. Они

могут быть определены лишь как разность суммарных потерь, измеряемых тем или другим методом, и гистерезисных, рассчитываемых по площади квазистатической петли гистерезиса.

Иногда используют другой способ разделения потерь, который основан на представлении о том, что полные потери за цикл перемагничивания  $w_f$  линейно зависят от частоты. Если такая зависимость действительно реализуется (например, в мелкокристаллической нетекстуированной стали), то гистерезисную составляющую можно оценить путем экстраполяции прямой, соединяющей экспериментальные значения полных потерь при двух различных частотах, на нулевую частоту. Ее величина будет характеризоваться отрезком, который отсекает указанная прямая на оси ординат. Однако при этом можно допустить большую ошибку, поскольку, как правило, частотная зависимость потерь оказывается сугубо нелинейной.

### 9.5. Проблема электромагнитных потерь в текстурованных электротехнических сталях

Как отмечалось (см. разд. 9.1), величина электромагнитных потерь в магнитомягких материалах, в том числе и в электротехнических сталях, при одном и том же основном химическом составе зависит от многих факторов: чистоты (содержания примесей); степени совершенства кристаллической решетки и кристаллографической текстуры; размера кристаллического зерна и других структурных особенностей. Показано (см., напр.: [8, 54, 100, 132]), что чем чище материал, совершеннее кристаллическая решетка, выше степень кристаллографической текстуры, крупнее зерно, тем выше магнитная проницаемость и ниже электромагнитные потери. При этом повышение качества материала оказывается связанным в основном со снижением уровня гистерезисной составляющей потерь.

Однако на пути улучшения электротехнических свойств за счет совершенствования структуры материала встретились принципиальные трудности в понимании природы электромагнитных потерь. Так, если, как принято, разделять потери на гистерезисные и вихревые, рассчитываемые на основе уравнений Максвелла при условии постоянной по объему образца проницаемости, то в большинстве магнитомягких материалов мощность потерь, найденная экспериментально, оказывается заметно больше суммы указанных составляющих. (Смотри об этом подробнее в обзоре Беккера [8].) Разница между ними, которая была названа дополнительными потерями, оказывалась тем больше, чем чище и совершеннее материал. В современных высокоанизотропных крупнокристаллических электротехнических сталях эти потери составляют до 50 % в общей мощности потерь.

Физическая природа дополнительных потерь не была ясна. Это и составило основную суть проблемы электромагнитных потерь, особая острота которой выявилась с появлением текстурованных электротехнических сталей. Второй стороной указанной проблемы являлась нелинейность зависимости потерь за цикл перемагничивания от частоты переменного поля. По классическим представлениям (см. (9.39)) она должна носить линейный характер.

Решение проблемы электромагнитных потерь представляло наряду с

научным и большой практический интерес, поскольку на его основе можно выявить пути снижения общих потерь в электротехнических статях (при предельно низких гистерезисных) за счет сознательного воздействия на величину дополнительных.

Долголетние (начиная примерно с 40-х годов текущего столетия) исследования, проведенные в разных странах различными коллективами, показали, что "дополнительные потери" имеют вихревую природу, а их величину и поведение в разных условиях перемагничивания удается объяснить на основе точного учета доменной структуры образца и ее поведения в переменном поле. Эти вопросы излагаются в следующей главе.

## Глава 10

### ВЛИЯНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ НА ВИХРЕТОКОВЫЕ ПОТЕРИ В ЖЕЛЕЗОКРЕМНИСТЫХ СПЛАВАХ

#### 10.1. Потери, связанные с движением одной жесткой 180-градусной доменной границы

В предыдущей главе вихревые потери оценивались исходя из представлений о постоянной проницаемости (классический предел). Однако, как было видно из гл. 6–8, в магнитомягком ферромагнетике в размагниченном состоянии всегда существует магнитная доменная структура. При этом соседние области спонтанной намагниченности отделены друг от друга доменными границами. При наличии внешнего переменного магнитного поля, поляризованного вдоль или под некоторым углом к ОЛН, будет происходить колебание доменных границ вблизи их положения равновесия. В электротехнических статях обычно магнитная проницаемость, связанная с колебаниями доменных границ, во много раз (на несколько порядков) может превосходить проницаемость, связанную с вращением вектора намагниченности. Поскольку вблизи доменных границ проницаемость связана именно с движением ДГ, а внутри доменов только с поворотом  $M$ , вблизи ДГ она во много раз должна превосходить проницаемость внутри доменов. Иными словами, в пространственном отношении  $\mu$  вовсе не является постоянной, а существенно меняется при переходе от точки к точке. Имеет место дисперсия проницаемости. В такой ситуации следует ожидать, что основной вклад в потери будут давать именно те участки кристалла, где  $\mu$  максимальна. Расчитанные при этом вихревые потери должны быть существенно больше, чем рассчитанные на основе представлений о постоянной  $\mu$ .

Предположим, что в однородной плоскопараллельной проводящей ферромагнитной пластине шириной  $2L$  и толщиной  $d$  имеется изолированная жесткая (негнущаяся в процессе движения) 180-градусная ДГ, которая разделяет всю пластину на два домена (рис. 10.1) с противоположным направлением  $M$ . При движении ДГ под действием внешнего переменного магнитного поля, направленного вдоль намагниченности одного из доменов

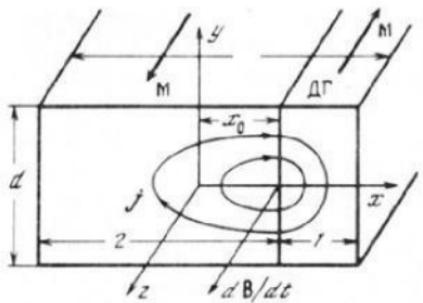


Рис. 10.1. Схема, иллюстрирующая возникновение вихревых токов (замкнутые линии), связанных с движением единичной доменной границы параллельной координатной плоскости  $xy$ , в плоскопараллельной пластине толщиной  $d$  и с плоскостью поверхности параллельной плоскости  $xz$ .

нов, магнитная индукция  $\mathbf{B}$  изменяется со временем. В ферромагнетиках во многих реальных ситуациях  $\mathbf{B} \approx 4\pi M$ . В связи с этим далее мы ограничимся ради простоты только этим приближением. Согласно уравнениям Максвелла, с наличием  $d\mathbf{B}/dt$  связаны вихревые токи  $\mathbf{j}$ . Это особенно очевидно видно, если уравнения (9.14) – (9.16) переписать в виде

$$\text{rot } \mathbf{j} = -\frac{1}{\rho_E c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (10.1)$$

$$\text{div } \mathbf{j} = 0. \quad (10.2)$$

Здесь предполагается, что  $\rho_E$  является постоянной для данного образца величиной.

Поскольку в доменной границе происходит разворот  $M$  из направления в области 1 в направление в области 2 (см. рис. 10.1), в общем случае  $d\mathbf{B}/dt$  может иметь две компоненты  $d\mathbf{B}_x/dt$  и  $d\mathbf{B}_y/dt$ . Однако в данном разделе мы будем рассматривать ДГ как бесконечно тонкую плоскость. Такое приближение называют приближением геометрической стенки. В этом случае вектор  $d\mathbf{B}/dt$  направлен вдоль оси  $z$ , а уравнения (10.1) и (10.2) в доменах 1 и 2 превращаются в следующие:

$$\text{rot } \mathbf{j} = 0, \quad (10.3)$$

$$\text{div } \mathbf{j} = 0. \quad (10.4)$$

Так как в приближении геометрической стенки  $d\mathbf{B}/dt$  имеет лишь одну  $z$ -компоненту, то из (10.1) и (10.2) следует, что ток  $\mathbf{j}$  должен иметь только компоненты  $j_x$  и  $j_y$ . Поскольку при этом проницаемость вдоль доменных границ должна оставаться постоянной (не зависящей от  $z$ ),  $d\mathbf{B}/dt$  также не будет зависеть от  $z$ . Следовательно, не будут зависеть от  $z$  и компоненты тока  $j_x$  и  $j_y$ , хотя на самом деле это условие может нарушаться из-за конечности размеров образца. Чтобы этого не происходило, размеры образца вдоль оси  $z$  будем считать, ради простоты, значительно большими его размера вдоль оси  $y$ . Используя все сказанное и исходя из (10.1), (10.2) на самой доменной границе, можно получить следующие условия сшивания:

$$j_{1x}|_{x=x_0} = j_{2x}|_{x=x_0}, \quad (10.5)$$

$$j_{1y}|_{x=x_0} - j_{2y}|_{x=x_0} = -(2B_s/c\rho_E) \dot{x}_0, \quad (10.6)$$

где  $(j_{1x}, j_{1y})$  и  $(j_{2x}, j_{2y})$  – решения уравнений (10.1) и (10.2) в областях 1 и 2 соответственно;  $B_s \approx 4\pi M$  – индукция насыщения;  $x_0$  – величина,

характеризующая смещения ДГ из положения равновесия;  $x_0 = dx_0/dt$  – скорость движения ДГ.

Из полученных условий (10.5) и (10.6) видно, что нормальная составляющая тока через поверхность ДГ непрерывна, а тангенциальная – терпит разрыв, величина которого определяется скоростью изменения магнитной индукции

$$B = B_s \dot{x}_0 L. \quad (10.7)$$

На поверхности пластины из (10.2) получаем равенство нулю нормальной составляющей плотности тока  $j$ :

$$j_x(x = \pm L) = 0. \quad (10.8)$$

$$j_y(y = \pm d/2) = 0. \quad (10.9)$$

Отсюда, а также из (10.5) и (10.6) следует, что линии тока должны быть замкнутыми линиями, целиком расположеными в плоскости  $xy$ , как показано схематически на рис. 10.1. Заметим, что факт протекания токов только в плоскости  $xy$  целиком связан, во-первых, с конкретной геометрией доменной структуры (180-градусные доменные граничи, ориентация  $M$  вдоль  $z$ ) и, во-вторых, с приближением геометрической стенки.

Полученное расположение линий плотности тока в образце указывает на некую симметрию задачи, которая может быть отражена с помощью условия

$$j_y(x) = -j_y(-x). \quad (10.10)$$

Вообще говоря, специально в этом условии необходимости нет. Для нахождения распределения токов достаточно принять во внимание условия (10.5), (10.6), (10.8), (10.9). Однако учет (10.10) позволяет сильно упростить задачу, а уравнения (10.3) и (10.4) в описанных приближениях сводятся к следующему:

$$\frac{\partial^2 j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 j}{\partial y^2} = 0, \quad j = (j_{1x}, j_{1y}, 0), \quad i = 1, 2 \quad (10.11)$$

для обеих областей 1 и 2.

Эти уравнения могут быть легко решены, например, методом разделения переменных. Выполняя эту процедуру и используя для нахождения возникающих констант интегрирования условия (10.5)–(10.10), для плотности тока после несложных преобразований получим

$$j_{1x} = -\frac{4B_s}{\rho_E c} \dot{x}_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{q_n d} \frac{\operatorname{sh} q_n(L-x) \operatorname{sh} q_n(L+x_0)}{\operatorname{ch} q_n L \operatorname{sh} q_n L} \sin q_n y, \quad (10.12)$$

$$j_{1y} = \frac{4B_s}{\rho_E c} \dot{x}_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{q_n d} \frac{\operatorname{ch} q_n(L-x) \operatorname{sh} q_n(L+x_0)}{\operatorname{ch} q_n L \operatorname{sh} q_n L} \cos q_n y \quad (10.13)$$

для области 1;

$$j_{2x} = -\frac{4B_s}{\rho_E c} \dot{x}_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{q_n d} \frac{\operatorname{sh} q_n(L+x) \operatorname{sh} q_n(L-x_0)}{\operatorname{sh} q_n L \operatorname{ch} q_n L} \sin q_n y, \quad (10.14)$$

$$j_{2y} = -\frac{4B_s}{\rho_E c} \dot{x}_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{q_n d} \frac{\operatorname{sh} q_n(L-x_0) \operatorname{ch} q_n(L+x)}{\operatorname{ch} q_n L \operatorname{sh} q_n L} \quad (10.15)$$

для области 2.

Здесь введено обозначение

$$q_n = (\pi/d)(2n+1). \quad (10.16)$$

Используя (10.12) – (10.15), можно найти мгновенную мощность потерь  $W_B(t)$ , которую в данной ситуации удобно записать в виде

$$\tilde{W}_B(t) = \rho_E \int_{-L}^L dx \int_{-d/2}^{d/2} dy (j_x^2 + j_y^2). \quad (10.17)$$

Подставляя сюда найденные токи, получим

$$\tilde{W}_B(t) = \frac{16B_s^2 x_0^2}{\rho_E c^2 d} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{q_n^3} \frac{\operatorname{ch} 2q_n L - \operatorname{ch} 2q_n x_0}{\operatorname{sh} 2q_n L}. \quad (10.18)$$

Это выражение справедливо для произвольного движения жесткой доменной границы (поступательного, колебательного и т.п.). Кроме того, в рамках рассмотренных приближений оно справедливо в достаточно широком интервале изменения  $B_m$  вплоть до  $B_s$ , т.е. при достаточно больших смещениях  $x_0$ , соизмеримых с размерами образца  $L$  и  $d$ . При малых смещениях ДГ ( $x_0 \ll L$ ), движущейся с постоянной скоростью  $\dot{x}_0 = v = \text{const}$  [441], и в ситуации, когда  $L/d \geq 1$ , находим

$$\tilde{W}_B = \frac{16B_s^2 v^2 d^2}{\rho_E c^2 \pi} \sum_{\substack{n=1 \\ \text{нечетн}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \operatorname{th} \frac{\pi L}{d} n. \quad (10.19)$$

Если  $q = 2\pi L/d \gg 1$ , то вместо (10.19) приближенно можно записать

$$\tilde{W}_B \approx 16B_s^2 v^2 d^3 / (\pi \rho_E c^2). \quad (10.20)$$

Отсюда видно, что при стационарном движении доменной границы мощность потерь на вихревые токи в проводящем ферромагнетике пропорциональна квадрату скорости движения ДГ.

Представим теперь, что ДГ совершает колебательное движение с круговой частотой  $\omega$ , так что  $B = B_m \cos \omega t$ . Используя (10.18), после усреднения  $\tilde{W}_B$  по периоду  $T = 2\pi/\omega$  изменения индукции (см. разд. 9.2) и имея в виду, что  $W_B(t) = \tilde{W}_B(t)/(2Ld)$  при  $q \gg 1$ , получим

$$W_B = \frac{8d^2}{\rho_E} \left( \frac{B_m f}{\pi c} \right)^2 q \sum_{\substack{n=1 \\ \text{нечетн}}}^{\infty} \frac{1}{n^3}. \quad (10.21)$$

Отсюда, в частности, принимая во внимание (9.35), находим

$$W_B/W_{0B}^{(\text{кл})} = \frac{48}{\pi} \frac{2L}{d} \sum_{\substack{n=1 \\ \text{нечетн}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \approx 1,628 \frac{2L}{d}. \quad (10.22)$$

Таким образом, учет движения ДГ дает вихревоковые потери, которые

могут быть существенно большие классических, как и предполагалось в начале данного раздела. Следует, однако, иметь в виду, что в реальных ситуациях в рамках рассмотренной модели одиночной границы отношение  $2L/d$  нельзя считать сильно отличающимся от 1, поскольку в пластинах с  $2L/d \gg 1$  наличие одиночной границы не соответствует минимуму энергии. В пластинах достаточно больших размеров ( $2L \gg d$ ) вместо  $2L$  необходимо подставить ширину доменов  $D$ . При этом вполне реальна ситуация  $D/d > 1$ . Такой результат является следствием более точного рассмотрения (см. разд. 10.2). Отметим также, что  $W_{\text{в}}/W_{\text{ов}}^{(\text{кл})} > 1$  и в других приближениях, отличных от рассмотренных. Так, при  $qB_m/B_s \ll 1$  (например, малые смещения ДГ) имеем

$$W_{\text{в}} = \frac{8d^2}{\rho_E} \left( \frac{B_m f}{\pi c} \right)^2 q S_2, \quad (10.23)$$

где

$$S_2 = \sum_{\substack{n=1 \\ \text{нечетн}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \operatorname{th} \frac{\pi L}{d}. \quad (10.24)$$

В частности, для стержня квадратного сечения в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ , величина  $S_2$  равна примерно 0.97. В этом случае из (10.23) и (10.24) можно получить [441]

$$W_{\text{в}}/W_{\text{ов}}^{(\text{кл})} \approx 3.54, \quad (10.25)$$

т.е. опять учет доменной структуры приводит к существенно большему значению мощности вихревоковых потерь, чем это следует из представлений о постоянной проницаемости.

Таким образом, именно принятие во внимание ДС позволяет решить вопрос о так называемых аномальных потерях (см. разд. 9.6). Это впервые было продемонстрировано в работе Вильямса, Шокли, Киттеля [441]. Отметим еще раз, что рассмотрение ДС позволяет автоматически учесть неоднородность изменения  $d\mathbf{B}/dt$  (неоднородность проницаемости  $\mu$ ). В работе [441] предполагалось, что  $d\mathbf{B}/dt$  велика только в районе смещения ДГ и весьма мала в остальных точках кристалла. При этом среднее значение  $E^2 = \bar{j}^2 \rho_E$ , которому пропорциональна мощность потерь, всегда больше для неоднородного распределения  $d\mathbf{B}/dt$ , чем для однородного, даже если общее изменение потока в обоих случаях одинаково. Это приводит к тому, что  $W_{\text{в}}/W_{\text{ов}}^{(\text{кл})} > 1$ .

## 10.2. Вихревоковые потери с учетом многодоменного состояния образца

Для получения более детальной информации о влиянии ДС на вихревоковые потери в проводящих ферромагнетиках необходимо исследовать многодоменные образцы. Ориентируясь на широко распространенные в технике листы электротехнической стали с гостиничной текстурой высокого совершенства, рассмотрим монокристаллическую пластину толщиной  $d$ , наибольшие поверхности которой совместимы с плоскостями  $y = \pm d/2$

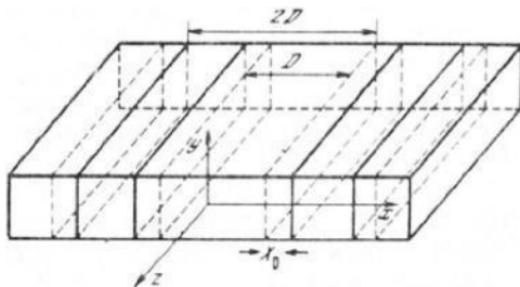


Рис. 10.2. Схематическое изображение периодической с периодом  $2D$  доменной структуры

Сплошными линиями изображены ДГ в данный момент времени  $t$ ; штриховыми — равновесные положения ДГ

координатной системы с центром в середине одного из доменов (рис. 10.2). Предположим, что одна из ОЛН параллельна поверхности пластины, и направим вдоль нее ось  $z$ . Размеры пластины вдоль осей  $x$  и  $y$  будем считать достаточно большими, чтобы можно было пренебречь влиянием ее границ, перпендикулярных этим осям, на вихревые токи. Об учете этого влияния будет сказано в конце раздела.

Пусть пластина настолько тонкая, что обладает сквозной 180-градусной ДС с шириной доменов  $D$  и с ДГ, перпендикулярными ее поверхности и оси  $x$ . Предположим, что доменные границы являются жесткими (не меняют своей формы в процессе движения), совершающими колебательное движение. Пусть, как и в предыдущем случае, задана синусоидальная индукция

$$B = B_m \cos \omega t.$$

Как мы увидим в следующей главе, модель жесткой доменной стенки не всегда оправдана. Тем не менее во многих случаях она дает весьма полезные результаты, так что, учитывая простоту этой модели, ее вполне можно использовать для оценки вихревоковых потерь в многодоменном образце.

Для вычисления мощности потерь мы воспользуемся уравнениями (10.1) и (10.2), причем, как и ранее, заменим приближенно  $\partial B / \partial t$  на  $4\pi \delta M / \partial t$ . Однако в отличие от предыдущего раздела, где использовались условия сшивания решений на доменной границе, теперь воспользуемся условием периодичности ДС. Согласно этому условию, можно записать

$$\mathbf{M}(x) = \mathbf{M}(x + 2D). \quad (10.26)$$

При этом для выбранного положения начала координат в центре домена  $\mathbf{M}(x, t)$  является четкой функцией  $x$ , т.е.

$$M_x(x, t) = M_x(-x, t). \quad (10.27)$$

В данном разделе мы вновь ограничимся приближением бесконечно тонких доменных границ, так что

$$M_x = M_y = 0,$$

а для  $M_z$  в области центрального домена можно записать

$$M_z(x) = \begin{cases} M_s, & 0 \leq x \leq x_0(t) + D/2, \\ -M_s, & x_0(t) + D/2 \leq x \leq D, \end{cases} \quad (10.28)$$

где  $x_0$  — смещение ДГ в области центрального домена. При желании смещения других стенок могут быть получены добавлением к  $x_0$  величин, кратных периоду  $2D$  ДС.

Периодичность ДС, очевидно, влечет за собой и условия периодичности, накладываемые на вихревые токи, возбуждаемые движением ДГ. Эти условия можно представить в виде

$$j_x(x) = j_x(x + 2D). \quad (10.29)$$

Кроме того, учтем, что на поверхностях пластины нормальные компоненты токов должны обращаться в нуль, т.е.

$$j_y(x, y)|_{y=\pm d/2} = 0. \quad (10.30)$$

Наконец, как и в предыдущем случае, удобно воспользоваться условием, отражающим симметрию задачи. Это условие имеет вид

$$j_x(y) = -j_x(-y). \quad (10.31)$$

Итак, уравнения (10.1) и (10.2) в данном случае должны решаться совместно с условиями (10.29)–(10.31).

Из приближений, аналогичных приведенным в предыдущем разделе, ясно, что  $j$  и  $M$  не зависят от  $z$  и токи  $j$  распределены в плоскости  $xy$ . С учетом этих приближений из уравнений (10.1) и (10.2) имеем

$$\frac{\partial^2 j_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 j_y}{\partial y^2} = \frac{4\pi}{c\rho_E} \frac{\partial^2 M_x}{\partial x \partial t}. \quad (10.32)$$

Используя (10.26) и (10.27),  $M_x$  можно записать в виде ряда

$$M_x = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos k_n x, \quad (10.33)$$

где

$$A_n = \frac{1}{D} \int_{-D}^D M_x \cos k_n x dx; \quad A_0 = \frac{1}{2D} \int_{-D}^D M_x(x) dx; \quad (10.34)$$

$$k_n = \pi n / D.$$

Как следует из (10.33), в правой части (10.32) стоит нечетная функция  $x$ . Следовательно,  $y$ -компоненты тока  $j_y$  должна быть нечетной функцией  $x$ . Разлагая ее в ряд Фурье, имеем

$$j_y(x) = \sum_{n=1}^{\infty} j_{ny}(x) \sin k_n x, \quad (10.35)$$

где  $j_{ny}(x)$  — неизвестная амплитуда Фурье, для которой после подстановки (10.35) и (10.33) в (10.32) можно получить следующее уравнение:

$$\frac{d^2 j_{ny}}{dy^2} - k_n^2 j_{ny} = -\frac{4\pi}{c\rho_E} k_n A'_n, \quad (10.36)$$

где

$$A'_n = \partial A_n / \partial t.$$

Используя (10.35) вместо (10.30), можно получить

$$j_{ny}(y)|_{y=z_d/2} = 0. \quad (10.37)$$

Этому условию удовлетворяет решение вида

$$j_{ny}(y) = \sum_{m=0}^{\infty} j_{nm} \cos q_m y. \quad (10.38)$$

$$q_m = (2m+1)\pi/d, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (10.39)$$

Подставляя (10.38) в (10.36), получаем

$$j_{ny} = \frac{4\pi}{c\rho_E} \frac{k_n A_n (-1)^m}{k_n^2 + q_m^2} \frac{4}{q_m d}. \quad (10.40)$$

С учетом (10.38) и (10.35) после несложных преобразований для  $y$ -компоненты плотности тока можно записать

$$j_y = \frac{8B_s}{cDd\rho_E} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k_n J_{nm}(t)}{k_n^2 + q_m^2} \cos q_m y \sin k_n x. \quad (10.41)$$

Здесь введено обозначение

$$J_{nm}(t) = \dot{x}_0 \cos \left( \frac{\pi n}{2} + x_0 k_n \right) \frac{2(-1)^m}{q_m}. \quad (10.42)$$

Для компоненты  $x$  из (10.1) и (10.2) с учетом (10.41) находим

$$j_x = -\frac{8B_s}{cDd\rho_E} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{q_m J_{nm}(t)}{k_n^2 + q_m^2} \sin q_m y \cos k_n x + \frac{1}{\rho_E} f_E(y, t), \quad (10.43)$$

где

$$f_E(y, t) = -\frac{2B_s}{cD} \dot{x}_0 y. \quad (10.44)$$

Мгновенную мощность потерь на вихревые токи можно определить согласно формуле

$$W_B(t) = \frac{\rho_E}{2Dd} \int_{-D}^D dx \int_{-d/2}^{d/2} dy (j_x^2 + j_y^2). \quad (10.45)$$

Экспериментально определяют среднюю по периоду  $T = 2\pi/\omega$  мощность потерь

$$\bar{W}_B = \frac{1}{T} \int_0^T W_B(t) dt = \frac{\rho_E}{2Dd} \int_{-D}^D dx \int_{-d/2}^{d/2} dy (\bar{j}_x^2 + \bar{j}_y^2). \quad (10.46)$$

Здесь и далее черта сверху обозначает усреднение по периоду изменения величин со временем. Согласно рис. 10.2,  $B/B_s = 2x_0/D$ , так что в режиме синусоидальной индукции можно записать

$$x_0 = (B_s/B) (D/2) \sin \omega t. \quad (10.47)$$

Учитывая это и производя соответствующие интегрирования по  $x$ , и  $y$ ,

получаем

$$W_B = \frac{1}{\rho_E} \left( \frac{2B_m \omega}{cd} \right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{q_l^{-2}}{q_l^2 + k_n^2} [1 + 2(-1)^n J_1 \left( \pi \frac{B_m}{B_s} \right) \left( \pi \frac{B_m}{B_s} n \right) + \\ + \rho_E^{-1} d^2 B_m^2 \omega^2 / (24c^2)], \quad (10.48)$$

где  $J_1(z)$  — функция Бесселя первого порядка.

Имея в виду, что

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{k_n} \frac{J_1(k_n D \frac{B_m}{B_s})}{k_n^2 + q_l^2} = -\frac{D}{2q_l^2} \frac{B_m}{B_s} + \frac{D}{2q_l^2} \frac{I_1 q_l D \frac{B_m}{B_s}}{\operatorname{sh}(Dq_l)}, \quad (10.49)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{k_n^2 + q_l^2} = \frac{D}{2q_l} \operatorname{cth}(Dq_l) - \frac{1}{2q_l^2}, \quad (10.50)$$

получим

$$W_B = \frac{2B_m^2 \omega^2 d D}{\pi^3 \rho_E c^2} \sum_{\substack{n=1 \\ \text{нечетн.}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left\{ \operatorname{cth} \frac{\pi n D}{d} + \right. \\ \left. + 2 I_1 \left( \pi n \frac{D}{d} \frac{B_m}{B_s} \right) \left[ \pi n \frac{D}{d} \frac{B_m}{B_s} \operatorname{sh} \left( \pi n \frac{D}{d} \right) \right] \right\}, \quad (10.51)$$

где  $I_1$  — функция Бесселя минимого аргумента. Формула (10.51) дает вихревые потери для монокристаллического листового образца с периодической 180-градусной доменной структурой. Впервые она была получена Праем и Бином [390] и потому называется формулой Прая и Бина.

Новое, что дает эта формула по сравнению с соответствующими выражениями для  $W_B$ , полученными в предыдущих разделах, заключается в зависимости потерь от ширины доменов. Интересно, что учет ДС не изменяет частотной зависимости потерь. Эта зависимость остается квадратичной. Однако, как будет видно из следующей главы, такая частотная зависимость является результатом приближенного описания доменных стенок как жестких, не меняющих своей формы в процессе движения.

Из формулы (10.51) видно, что учет доменной структуры формально приводит к более сложной зависимости  $W_B$  от  $B_m$ , чем в других случаях, рассмотренных ранее. Однако детальный анализ полученного выражения показывает, что эта зависимость стабильно отличается от квадратичной. Аналогичное замечание можно сделать и о более слабом изменении зависимости потерь от толщины листа по сравнению со случаем образца с единичной границей.

Теперь обратим внимание на то, что какими бы ни были параметры  $\pi D/2$  и  $(\pi D/d)(B_m/B_s)$ , при увеличении  $n$  аргументы гиперболических функций и функции Бесселя  $I_1$  могут стать очень большими. Однако при этом выражение, стоящее в фигурных скобках (10.51), оказывается порядка единицы. В связи с этим всегда можно ограничиться нескольки-

ми первыми членами суммы и, несмотря на то что суммирование идет от  $n = 1$  до  $n = \infty$ , считая  $(\pi D/d) \ll 1$ , можно разложить входящие гиперболические функции и функцию  $I_1$  в ряд. Учитывая, что при  $x \ll 1 \operatorname{ctg} x \approx 1/x, I_1(x) \approx x/2, \sinh x \approx x$ , получим

$$W_{\text{в}} = \frac{16B_m^2 f^2 d^2}{\pi^2 \rho_E c^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4}.$$

Поскольку

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} = \frac{\pi^4}{96},$$

нечетн.

имеем

$$W_{\text{в}} = \frac{1}{6} \frac{(\pi B_m f d)^2}{\rho_E c^2} \equiv W_{\text{ов}}^{(кл)},$$

что в точности совпадает с выражением для потерь, полученным в предположении о постоянной проницаемости.

Отсюда можно сделать вывод о том, что классический подход к описанию потерь, рассмотренный в разд. 9.2, справедлив в ситуации, когда  $D/d \ll 1$  (при произвольном  $B_m$ ), т.е. в случае, когда доменная структура является мелкой по сравнению с размерами образца. Если же размеры доменов соизмеримы с размерами образца (в частности, больше их), то потери на вихревые токи существенно отличаются от классических.

Действительно, уже при  $D/d \sim 1$  и тем более при  $D/d \gg 1$  второе слагаемое в (10.51) мало и его можно опустить. Что же касается  $\operatorname{ctg} \pi n D/d$ , то он приближенно равен 1, так что получаем

$$W_{\text{в}}/W_{\text{в}}^{(кл)} \approx c_1 D/d, \quad (10.52)$$

где

$$c_1 = \frac{48}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \approx 1,628,$$

нечетн.

Этот результат фактически аналогичен приведенному в предыдущем разделе (см. (10.22)). На первый взгляд может показаться, что такое совпадение полностью решает вопрос о том, нужно или нет учитывать края образца в направлении, перпендикулярном к ДГ (вдоль  $x$ ). Указанное совпадение показывает, что такой учет, по-видимому, не нужен. Обсудим эту проблему детальнее. Предположим, что на длине  $2L$  пластины (размер вдоль оси  $x$ , перпендикулярный доменным границам) укладывается  $N$  доменов. Учтем, что домены с противоположными ориентациями  $M$  имеют в равновесии одинаковые размеры  $D$ . Период ДС, очевидно, равен  $2D$ . Встает вопрос о соразмерности длины  $2L$  и периода  $2D$ . Эти величины соразмерны, если на длине  $2L$  укладывается целое число периодов ДС  $2D$ , т.е. если  $L/D = n = 1, 2, 3, \dots$  При наличии одиночной ДГ  $L/D = 1$ , т.е. на длине  $2L$  укладывается ровно один период. Если  $N \gg 1$ , то можно приблизенно считать  $2L$  и  $2D$  также соразмерными, так как при  $N \gg 1$  краевые эффекты внесут малые искажения в потери. Отсюда становится ясным,

почему рассмотренный случай единичной границы приводит к таким же результатам, как и случай многодоменного образца. Однако картина может измениться, если  $N$  мало (например, имеется несколько доменов). Если  $N$  четно, то следует ожидать появления тех же результатов. Однако при  $N$  нечетном  $2L$  и  $2D$  несопоставимы. Поэтому в данной ситуации при малом числе доменов конфигурация вихревых токов при  $N$  четном должна отличаться от конфигурации вихревых токов при  $N$  нечетном, а следовательно, должны отличаться и потери. Эта проблема была детально исследована Чарапом [272], который получил результаты как для  $N$  четного (они оказались совпадающими с потерями, найденными Праем и Бином), так и для  $N$  нечетного, которые оказались действительно отличными от потерь, найденных в [390]. Однако это отличие быстро уменьшалось при увеличении  $N$ . В соответствии с (10.55) мы вновь, как и в предыдущем разделе, убеждаемся, что при  $D d > 1$  учет доменной структуры дает для вихретоковых потерь значительно большие величины, чем в случае классического расчета этих потерь.

### 10.3. Влияние конечности ширины доменной границы на вихретковые потери

В предыдущем разделе потери на вихревые токи были получены в предположении о геометрическом характере ДГ. Иными словами, ДГ считались бесконечно тонкими. В данном разделе мы покажем, что это приближение может приводить к неточным результатам только в случае очень тонких пластин [71]. Предположим, что, как и в предыдущем разделе, имеется плоскопараллельная монокристаллическая ферромагнитная пластина толщиной  $d$ , лежащая в плоскости  $xz$  координатной системы  $xuz$ . Предположим также, что пластина содержит плоскопараллельную ДС, аналогичную изображенной на рис. 10.2. Однако в данном случае будем считать, что ДГ, разграничающие домены, имеют конечную толщину  $\delta_D$ . В пределах ее направление изменяется от  $-z$  до  $+z$ . При этом в отличие от предыдущего раздела  $\mathbf{M}$  имеет две отличные от нуля компоненты:

$$M_z = M_s \cos \theta(x), \quad M_y = M_s \sin \theta(x), \quad (10.53)$$

где  $\theta$  — угол между  $\mathbf{M}$  и осью  $z$ .

В соответствии с (10.53) в данном случае, помимо  $dM_z/dt$ , имеется и  $dM_y/dt$ . Это означает, что, помимо токов, циркулирующих в плоскостях, перпендикулярных намагниченности  $\mathbf{M}$  (ось  $z$ ), в доменах имеются еще и токи, текущие вдоль  $z$ . Ясно, что с этими токами должен быть связан дополнительный вклад в вихретковые потери.

Для определения потерь снова будем исходить из уравнений (10.1) и (10.2), которые решим совместно с условиями (10.29)–(10.31). Все отличие данной задачи от предыдущей будет состоять в учете (10.53). Формально ход решения будет точно таким же, как и в предыдущем разделе. В результате получаем

$$\begin{aligned} W_B(t) = & \frac{8\pi^2}{c\rho_E} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{k_n} \frac{\partial A_n}{\partial t} \right)^2 \left( 1 - \frac{\operatorname{th} k_n d/2}{k_n d/2} \right) + \frac{d^2}{48\rho_E} \left( \frac{4\pi A_0}{c} \right)^2 + \\ & + \frac{1}{D\rho_E} \left( \frac{4\pi}{c} \right)^2 \int_0^D \left[ \int_0^y \left( \frac{\partial M_y}{\partial t} \right)^2 dy \right] dx, \end{aligned} \quad (10.54)$$

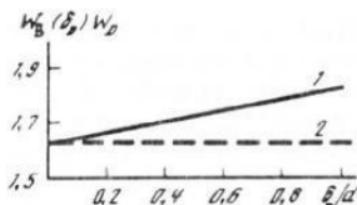


Рис. 10.3. Зависимость относительной мощности вихревоковых потерь от относительной толщины ДГ  
 $1 - W_D = q_D W^{(кп)}; 2 - \delta_D = 0$

где

$$A_n = \frac{2}{D} \int_0^D M_z(x, t) \cos k_n x dx;$$

$$A_0 = \frac{4}{D} \int_0^D M_z(x, t) dx; \quad k_n = \frac{n\pi}{D}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (10.55)$$

Выражение (10.54) справедливо для доменных границ с любым одномерным распределением намагниченности, поэтому в принципе можно получить оценки потерь для реальных распределений намагниченности в ДГ. Однако мы ограничимся простейшей оценкой, полагая

$$\cos \theta(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq \frac{D}{2} + x_0 - \frac{\delta_D}{2}, \\ -\frac{2}{\delta_D} \left[ x - \left( x_0 + \frac{D}{2} \right) \right], & \frac{D}{2} + x_0 - \frac{\delta_D}{2} \leq x \leq \frac{D}{2} + x_0 + \delta_D/2, \\ -1, & \frac{D}{2} + x_0 + \frac{\delta_D}{2} \leq x \leq D, \end{cases} \quad (10.56)$$

где  $x_0 = (B_m/2B_s)D \sin \omega t$  — смещение центра доменной границы. Используя формулу (2.54), для средней по периоду мощности потерь находим

$$W_B(\delta_D) = W_{\text{ов}}^{(кп)} \left\{ \frac{12D^2}{\pi^2 d^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \frac{\sin^2 x_n}{x_n^2} \left( 1 - \frac{\tanh k_n d/2}{k_n d/2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 + 2(-1)^n \frac{J_1(n\xi)}{n\xi} \right] + 1 + \frac{2\delta_D D}{d^2} \right\}, \quad (10.57)$$

где  $J_1(z)$  — функция Бесселя первого порядка;  $x_n = k_n \delta_D / 2$ ;  $\xi = \pi B_m / B_s$ .

Для сравнения с результатами предыдущего раздела преобразуем (10.57) к виду ( $q_D = D/d$ ,  $y_m = \pi m \delta_D / 2d$ ,  $W_D = q_D W_{\text{ов}}^{(кп)}$ )

$$W_B(\delta_D) = W_D \frac{48}{\pi^3} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^3} \frac{\operatorname{sh}^2 y_m}{y_m^2} [ \operatorname{ceth} q_D m \pi + \right. \\ \left. + \frac{2I_1(mq_D \xi)}{mq_D \xi \operatorname{sh} q_D m \pi} - \operatorname{ceth} y_m + \frac{y_m}{\operatorname{sh}^2 y_m} ] + \frac{\pi^3}{24} \frac{\delta_D}{d} \right\}, \quad (10.58)$$

где  $I_1(z)$  — функция Бесселя мнимого аргумента первого порядка.

Лишь два первых слагаемых (10.58) при  $\delta_D \rightarrow 0$  дают результаты предыдущего раздела. Остальные, а также множитель  $sh^2 y_m / y_m^2$  связаны с конечностью толщины ДГ.

Рис. 10.3 иллюстрирует зависимость потерь  $W(\delta_D)/W_D$  от относительной толщины доменной границы при  $\pi q_D > 1$  (1). На нем нанесена также прямая  $W_B(0)/W_D$ . Видно, что учет конечности толщины доменной границы может оказаться существенным лишь в тонких пленках. Действительно,  $W_B(\delta_D)/W_D$  при  $\delta_D/d = 0,2$  отличается от  $W_B(0)/W_D$  на 26%. Если взять толщину доменной границы  $\delta_D$  для Fe, равной  $2 \cdot 10^3$  Å, то указанное отличие в потерях будет соответствовать пленкам толщиной  $d \approx 1$  мкм.

#### 10.4. Вихревые потери, связанные с движением 90-градусных доменных границ

Хотя в рассматриваемых высокотекстурованных электротехнических стальных в виде тонких листов с гостиничной текстурой, казалось бы, должны существовать только 180-градусные доменные границы, тем не менее в них могут наблюдаться и 90-градусные границы. Они появляются, например, вследствие существования замыкающих доменов на границах зерен, из-за разориентации зерен относительно направления внешнего магнитного поля и т.п. Большая доля 90-градусных доменных границ может отмечаться в нетекстурованных стальных. Из сказанного следует, что нужны оценки потерь энергии, связанные с учетом движения таких границ.

Детальные исследования мощности потерь, вызванных движением 90-градусных доменных границ, затруднены, поскольку, как правило, в магнитотрехосном кристалле наряду с 90-градусными имеются и 180-градусные доменные границы, а также одновременно могут встречаться и 90-градусные границы разного типа (см. гл. 6). Однако известна ситуация, когда основной объем кристалла содержит 90-градусные ДГ одного типа. Она соответствует ДС на поверхности типа (100) монокристаллической плоскопараллельной магнитотрехосной пластины (рис. 10.4). Далее мы рассмотрим именно этот простейший случай, поскольку именно он позволяет провести расчет до конца и получить сравнительно простые и достаточно точные формулы, которые могут сориентировать в оценке потерь от 90-градусных границ и в других более сложных случаях [180].

Итак, пусть имеется монокристаллическая плоскопараллельная пластина, плоскость которой совпадает с плоскостью  $zx$ . Две ОЛН лежат в плоскости пластины и составляют с осью  $z$  углы  $\pi/4$ . Вдоль этих осей направлена

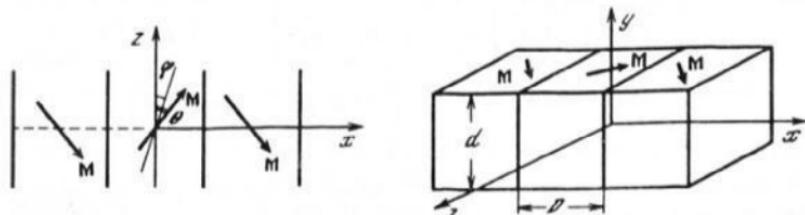


Рис. 10.4. Схематическое изображение 90-градусной ДС

$\varphi$  — угол, образуемый ОЛН с осью  $z$ , параллельной ДГ;  $\theta$  — угол, образуемый намагниченностью  $M$  и осью  $z$ ; такое отклонение  $M$  от ОЛН возможно, если вдоль  $x$  приложено внешнее магнитное поле

намагниченность в доменах в отсутствие внешнего магнитного поля. Третья ось перпендикулярна поверхности пластины. Ось  $z$  выбрана параллельной, а  $x$  перпендикулярной плоскостям ДГ, которые перпендикулярны поверхностям пластины (см. рис. 10.4). В данной ситуации можно вновь воспользоваться уравнениями (10.1) и (10.2) и условиями (10.29) – (10.31). Причем, как легко видно из рис. 10.4, при колебаниях доменных границ, которые будем считать бесконечно тонкими, отличной от нуля оказывается только  $dM_z/dt$ . В общем случае будем предполагать, что доменные границы колеблются под действием переменного магнитного поля, поляризованного под углом  $\psi$  к оси  $z$ . Предполагаем также, что индукция образца поддерживается синусоидальной.

Используя развитую в разд. 10.2 методику расчета для жестких доменных границ, получим

$$W_{\text{в}}^{(90)} = \frac{B_s^2 \omega^2 d^2 \cos^2 \theta}{2\pi^3 \rho_E c^2 D} x_a^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^3} \left\{ \operatorname{cth} \frac{\pi m D}{d} + \right. \\ \left. + 2I_1 \frac{\pi m}{d} x_a \left[ \frac{\pi m}{d} x_a \operatorname{sh} \left( \frac{\pi m D}{d} \right) \right] \right\}, \quad (10.59)$$

где  $x_a$  – амплитудное значение смещения ДГ;  $\theta$  – угол, составляемый намагниченностями одной из совокупностей доменов с осью  $z$ . Выражение (10.59) получено в предположении, что вдоль оси  $x$  приложено внешнее магнитное поле  $H_0$ . Именно благодаря этому полю в общем случае  $\theta \neq \pi/4$ .

Сравнение  $W_{\text{в}}^{(90)}$  с  $W_{\text{в}}^{(180)}$  (вихревые потери соответственно для 90- и 180-градусных ДГ) необходимо проводить при одинаковых  $\omega$  и одинаковых амплитудных значениях  $B_m$  магнитной индукции  $B$ . При этом направления, вдоль которых задано  $B_m$ , также должны быть эквивалентными, чего, к сожалению, в рассматриваемом случае добиться невозможно, поэтому указанное сравнение до некоторой степени условно. Сравним  $W_{\text{в}}^{(90)}$  с  $W_{\text{в}}^{(180)}$  при одном и том же значении  $B_m$ , заданном под углом  $\psi$  к оси  $z$ . В этом случае находим

$$x_a = \frac{B_m}{B_s} \frac{D}{2} (\cos \theta \cos \psi)^{-1}.$$

Подставляя это выражение в (10.59), находим

$$W_{\text{в}}^{(90)} = \frac{2}{\pi^3} \frac{D}{d} \left( \frac{B_m \omega d}{c \cos \psi} \right)^2 \frac{1}{\rho_E} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^3} \left[ \operatorname{cth} \frac{\pi m D}{d} + \right. \\ \left. + (\cos \theta \cos \psi) 2I_1 \frac{\pi m B_m D}{B_s d \cos \theta \cos \psi} \left( \frac{\pi m B_m D}{B_s d} \operatorname{sh} \frac{\pi m D}{d} \right) \right]. \quad (10.60)$$

Если положить  $\psi = 0$ , то для  $W_{\text{в}}^{(90)}$  получим выражение, отличающееся от (10.51), справедливого для 180-градусных ДГ, только тем, что в нем во второе слагаемое входит  $\cos \theta$ . Если учесть, что при  $(D/d) > 2$  второе слагаемое мало, то в этом случае  $W_{\text{в}}^{(90)}$  приближенно равно  $W_{\text{в}}^{(180)}$ . Численные оценки показывают, что при  $D/d \approx 1$   $W_{\text{в}}^{(90)}$  может превышать

$W_b^{(180)}$  примерно на 5%. При  $D/d \ll 1$  вклад от неоднородности магнитной проницаемости мал, а потому  $W_b^{(90)}$  и  $W_b^{(180)}$  стремятся к одному и тому же классическому пределу  $(B_m \omega d)^2 / (6 \rho_E c^2)$ . Таким образом, вклад от движения 90-градусных ДГ в мощность вихревых потерь для случая реально наблюдаемой 90-градусной ДС, рассмотренной ранее, оказывается практически таким же, как и вклад 180-градусной ДГ.

Физическую суть такого результата поясним для случая  $\psi = 0$ . В каждой точке, через которую проходит 90-градусная ДГ, составляющая намагниченности на направлении  $z$  изменяется на величину  $2M_s \cos \theta$ , а потому, чтобы реализовать то же значение  $B_m$ , что и при наличии 180-градусных ДГ, 90-градусная ДГ за время  $T = 2\pi/\omega$  должна пройти путь, в  $1/\cos \theta$  раз больший, чем 180-градусная стенка, и, следовательно, ее скорость должна быть тоже в  $1/\cos \theta$  раз большей, чем скорость 180-градусной ДГ. Мощность же вихревых потерь пропорциональна произведению  $(2M_s \cos \theta)^2$  — квадрату изменения намагниченности в точке) на  $v^2 \approx \approx 1/\cos^2 \theta$  ( $v$  — скорость движения ДГ), и потому это произведение оказывается одинаковым, как для 90-, так и для 180-градусной ДГ.

Весьма важно, что при движении ДГ, рассмотренных в данном разделе, возникают лишь вихревые токи, циркулирующие в плоскости, перпендикулярной плоскости пластины. В принципе разнообразие 90-градусных ДГ может допускать и такое изменение индукции при смещении границ, когда вихревые токи будут существовать не только в плоскости, перпендикулярной плоскости пластины (листа стали), но и в плоскости пластины. В этом случае ситуация оказывается такое же, как и рассмотренная в предыдущем разделе при исследовании влияния конечности толщины ДГ на электромагнитные потери. В этой ситуации  $W_b^{(90)}$  будут превышать  $W_b^{(180)}$ . Таким образом, при одинаковых условиях (частоте, индукции, толщине кристалла и др.)  $W_b^{(90)} \geq W_b^{(180)}$ .

## 10.5. Сопоставление теории с экспериментом

Один из наиболее важных выводов теории, изложенной в предыдущем разделе, заключается в предсказании зависимости мощности вихревых потерь от размеров доменов. Косвенные экспериментальные указания на подобную зависимость содержатся в факте зависимости электромагнитных потерь в поликристаллических материалах от размера кристаллического зерна (см., напр.: [54, 132]). Однако непосредственную связь  $W_b$  с  $D$  можно выявить только в специально поставленных экспериментах, поэтому вслед за работой Прая и Бина последовательно значительное количество экспериментальных работ.

В первых работах сопоставляли экспериментальные значения потерь с рассчитанными при учете размеров доменов, получаемых из наблюдения ДС в отдельных зернах размагничивших поликристаллических текстурованных образцов, а также в монокристаллах. При этом были получены весьма неопределенные и даже противоречивые результаты. Так, в работах [51, 347] указывалось, что формула (10.51) хорошо объясняет экспериментальные значения вихревых потерь в текстурированной (Fe — 3 мас.% Si)-ленте толщиной до 0,25 мм. В то же время в некоторых дру-

гих работах отмечалась слабая корреляция экспериментальных и рассчитанных значений вихревоковых потерь, а иногда отсутствие даже и качественного согласия между ними. Например, в работе [320] обнаружено, что мощность вихревоковых потерь в широком интервале изменения амплитуды индукции в монокристаллах меньше, чем в текстурованных поликристаллических образцах, хотя средняя ширина доменов, а следовательно, и параметр  $D/d$  в монокристаллах были примерно в 5 раз больше, чем в поликристаллах.

Аналогичная ситуация отмечена и в работе [375], в которой наряду с непосредственными наблюдениями ДС оценивалась ширина доменов по формуле (6.2) из результатов измерения вихревоковых потерь. Она оказалась в несколько раз больше наблюдавшейся, а расхождение было тем больше, чем тоньше образец. Автор для объяснения этого результата предположил, что в процессе перемагничивания может принимать участие только часть выявляемых границ, вследствие чего эффективная (динамическая) ширина доменов будет больше, чем наблюдавшаяся в размагниченных образцах, что и отражается на величине вихревоковых потерь, из которых рассчитывалась средняя ширина доменов. Позднее [312, 375] было действительно экспериментально обнаружено различие в активности доменных границ в процессе перемагничивания ( $\text{Fe} - 3 \text{ мас. \% Si}$ )-образцов, особенно заметное при низких частотах (до 40–50 Гц).

Описанная противоречивость выводов, полученных в экспериментальных работах, связана, по-видимому, с тем, что эксперименты в них проводили в разных условиях и во всех случаях, далеких от условий, принятых при расчетах. Необходима была постановка экспериментов в условиях, максимально приближенных к расчетным. Такие эксперименты выполнены в работах [43, 181, 186, 220, 221] на монокристаллах (110) [001] с полосовой ДС при перемагничивании вдоль оси легкого намагничивания [001], лежащей в плоскости пластины. Указанное перемагничивание осуществляется в основном колебательным движением 180-градусных границ. В этом случае расчеты Прая и Бина [390], рассматривавших границы как жесткие плоскости, предсказывают линейный рост вихревоковых потерь с увеличением средней ширины доменов (см. (10.51)). Выясним, насколько это предсказание соответствует эксперименту.

Измерение потерь и наблюдение за поведением ДС в условиях перемагничивания проводили в указанных экспериментах на одних и тех же образцах. В каждом исследованном образце для изменения ширины доменов использовался факт динамического дробления ДС (см. гл. 11) при повышении частоты или амплитуды перемагничивания и гистерезис этого явления. Чтобы исключить дополнительное дробление ДС в процессе последующего измерения потерь, последнее проводили при более низких значениях частоты и амплитуды индукции, чем предварительно использованные для получения базисного размера доменов. Количество доменов в образце контролировали визуально. Зависимости вихревоковых потерь за цикл от относительной ширины доменов, измеренные соответственно при различных частотах ( $B_m = \text{const}$ ), показывают (рис. 10.5) качественное согласие эксперимента и теории – рост вихревоковых потерь с увеличением  $D/d$ . Однако вопреки предсказаниям теории на рисунке отчетливо видна нелинейность кривых  $W_b(D/d)$ . При этом в зависимости от условий пере-

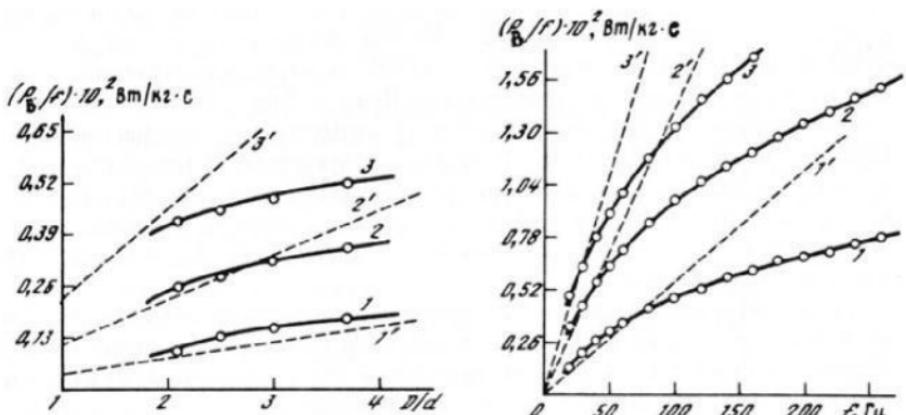


Рис. 10.5. Зависимость вихревоковых потерь в кристалле типа (110) [001] от относительной ширины доменов при  $B_m = \text{const} = 0.5 \text{ Тл}$

1-3 –  $f = 20, 60, 120 \text{ Гц}$  [43]; 1' – 3' – рассчитаны при тех же частотах по (10.51) [390] с учетом фактической доменной структуры

Рис. 10.6. Зависимость вихревоковых потерь в кристалле (110) [001] от частоты перемагничивания ( $D/d = \text{const}$ )

1-3 –  $B_m = 0.5, 0.8, 1.0 \text{ Тл}$  [43]; 1' – 3' – рассчитаны по (10.51) [390] для тех же значений индукции

магничивания экспериментальные кривые проходят как выше, так и ниже прямых, рассчитанных по Праю и Бину. Так, при частоте 20 Гц экспериментальная кривая 1 в исследованном интервале изменения параметра  $D/d$  расположена целиком выше рассчитанной 1'; при частоте 60 Гц кривая 2 частично расположена выше соответствующей прямой 2', частично ниже ее, а при частоте 120 Гц (3) – целиком лежит ниже рассчитанной 3'. Аналогичная картина наблюдается при разных  $B_m$  и  $f = \text{const}$ .

Помимо зависимости  $W_b$  от  $D/d$ , важно было экспериментально выяснить и частотную зависимость  $W_b$ . Расчеты Прая и Бина (см. (10.51)), как и классическая теория потерь, предсказывают линейную зависимость  $W_b/f$  от частоты. В то же время на опыте, как правило, эта зависимость получается нелинейной. При рассмотрении частотной зависимости суммарных потерь в некоторых работах (см., напр.: [262]) ее нелинейное поведение связывалось главным образом с частотной зависимостью гистерезисных потерь. Однако в подавляющем большинстве работ она обсуждается с точки зрения зависимости от частоты вихревоковой составляющей [43, 72, 267, 312, 314, 358, 359, 385, 403, 423].

В качестве примера на рис. 10.6 представлены экспериментально найденные зависимости вихревоковых потерь от частоты [43, 72, 90], измеренные при  $D/d = \text{const}$  ( $B_m$  изменяется как параметр) на монокристаллических пластинках с поверхностями, совпадающими с кристаллографической плоскостью типа (110). Доменная структура таких пластин была плоско-параллельной с доменными границами, ориентированными вдоль оси [001]. Вдоль этой же оси было ориентировано внешнее переменное магнитное поле. Из приведенных на рис. 10.6 результатов следует, что, несмотря на близкие условия, в которых выполнены теория и эксперимент, вопреки

предсказанием теории частотная зависимость мощности вихревоковых потерь оказывается нелинейной. Причем экспериментальные значения мощности потерь при сравнительно малых частотах, как правило, оказываются больше потерь, рассчитанных по Праю и Бину, а в области сравнительно больших частот они оказываются существенно ниже рассчитанных. При некоторой частоте экспериментально полученные зависимости  $W_b(f)$  пересекают аналогичные зависимости, рассчитанные по (10.51). Точка их пересечения при увеличении  $D/d$  смещается в область меньших частот. Аналогичная ситуация наблюдается и в случае, когда  $B_m = \text{const}$ , а  $D/d$  изменяется как параметр.

Таким образом, проведенное сопоставление экспериментальных и теоретических результатов показывает, что хотя теория и правильно предсказывает увеличение мощности вихревоковой составляющей электромагнитных потерь при увеличении частоты и отношения  $D/d$ , тем не менее в отличие от предсказаний теории экспериментальные зависимости являются существенно нелинейными. Очень важно, что, за исключением сравнительно малой области частот (до точек пересечения экспериментальных и расчетных кривых), экспериментально найденные потери оказываются существенно ниже, чем рассчитанные. Этот факт свидетельствует о том, что расходжение теории с экспериментом не обусловлено какими-то "дополнительными" потерями (см. разд. 9.6), а связано, по-видимому, во-первых, с особенностями динамического поведения ДС по сравнению с квазистатическим и, во-вторых, с ограничениями самой теории вихревоковой составляющей потерь, предполагающей, что поведение ДС при частотном перемагничивании сводится лишь к колебательному движению плоских ДГ. Чтобы иметь возможность разобраться в этом вопросе, необходимо прежде всего в деталях знать фактически осуществляющееся динамическое поведение ДС. Этому вопросу посвящена следующая глава.

## Глава 11

### ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА (Fe-Si)-КРИСТАЛЛОВ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

#### 11.1. Основные особенности динамики полосовой доменной структуры в поле, параллельном оси легчайшего намагничивания

Экспериментальные исследования поведения доменной структуры реальных кристаллов в переменных полях позволяют апробировать и развивать представления о физических процессах, формирующих мощность вихревоковых потерь, поскольку могут обнаруживать особенности ее динамического поведения и выявлять количественные параметры этого поведения в широком диапазоне изменения условий перемагничивания. К ним относятся скорости смещения доменных границ в развитой доменной структуре, скорости роста зародышей перемагничивания и др. Изучение влияния на динамику ДС структурных, ориентационных и прочих особен-

ностей образцов способствует отысканию путей сознательного воздействия на мощность вихревоковых потерь в электротехнических сталях, дальнейшего их совершенствования.

Наиболее изученным в настоящее время является простейший случай, когда ДС образца состоит из полосовых доменов, разделенных 180-градусными границами, а переменное поле действует вдоль оси легчайшего намагничивания или под небольшим углом к нему. Именно этот случай наиболее полно рассмотрен и теоретически [70, 137–139, 178, 250–252, 257, 390, 441].

Уже в первых экспериментальных работах указанного плана [260, 312, 316, 382, 385, 402] качественно выявлены некоторые особенности динамического поведения доменной структуры по сравнению с квазистатическим: разброс подвижности существующих в образце доменных границ; невоспроизводимость их положения на разных циклах перемагничивания в одних и тех же фазах; изменения скорости движения границ в течение цикла и даже появление новых доменов в процессе перемагничивания (дробление доменной структуры). Из сопоставлений индукций, средней по сечению и поверхностной, вычисляемой по виду ДС на поверхности образцов, был выявлен и предсказанный теоретически Поливановым изгиб 180-градусных доменных границ. Позднее он был обнаружен и непосредственно по степени временной деполяризации нейтронного поляризованного пучка после прохождения его через (Fe–Si)-кристалл, помещенный в переменное магнитное поле, параллельное оси [001] [396].

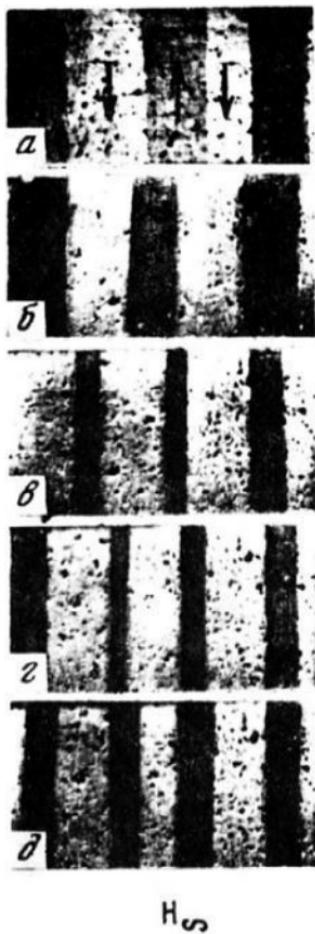
Рассмотрим подробнее наиболее яркие особенности динамики полосовой ДС и степень проявления их в зависимости от условий перемагничивания вдоль оси [001].

**11.1.1. Динамическое дробление доменной структуры.** Этот вопрос подробно исследован в работах [186, 220, 221, 308]. Обратимся прежде всего к поведению доменной структуры в зависимости от амплитуды индукции  $B_m$  [220]. На рис. 11.1 показан в качестве примера вид доменной структуры в центральной части поверхности образца в состоянии, близком к его динамической козрительной силе при различных значениях амплитуды индукции  $B_m$  ( $f \approx 200$  Гц). Фотоснимки получены в условиях механического стробирования ДС. Ширина кадров включает весь образец.

В исходном состоянии (рис. 11.1, а) после размагничивания переменным полем, изменяющимся с частотой 50 Гц, в образце видно шесть доменов с антипараллельной ориентацией векторов самопроизвольного намагничивания в соседних доменах. При небольших значениях  $B_m$  (в данном случае до 1,0 Тл) наблюдалось синхронное с полем колебание доменных границ около их положения равновесия с амплитудой, пропорциональной амплитуде изменения поля. Этот процесс качественно аналогичен процессу квазистатического перемагничивания. При дальнейшем увеличении  $B_m$  наступает момент, когда наряду с указанным колебанием границ наблюдается увеличение числа доменов в образце, приводящее к уменьшению их средней ширины. Так, в рассматриваемом образце при  $B_m = 1,5$  Тл имеется 7 доменов (рис. 11.1, в) при  $B_m = 1,28$  Тл – 8 доменов (рис. 11.1, г), а при  $B_m = 1,5$  Тл – 9 доменов (рис. 11.1, д). Это дробление ДС продолжается до  $B_m$ , близких к насыщению; в квазистатических условиях перемагничивания его не наблюдается.

Рис. 11.1. Вид доменной структуры в окрестности динамической коэрцитивной силы при перемагничивании кристалла (110) [001] вдоль оси [001] при различных амплитудах индукции [220], увел. 10

*a* — размагнченное состояние; *b-d* — соответственно  $B_m = 1,0; 1,15; 1,28; 1,5$  Тл;  $f = 200$  Гц



$H_S$



$\downarrow [001]$   $\downarrow H_\sim$

Рис. 11.2. То же, что на рис. 11.1, при различных частотах перемагничивания [221], увел. 14

1-4 —  $f = 60, 120, 150, 200$  Гц соответственно;  $B_m = 1,0$  Тл

Аналогичное поведение доменной структуры обнаруживается и при увеличении частоты ( $B_m = \text{const}$ ) [221]. На рис. 11.2 показана ДС одного из монокристаллов, полученная в состоянии, близком к динамической коэрцитивной силе образца при различных значениях частоты переменного поля ( $B_m = 1,0$  Тл). Видно, что увеличение частоты также приводит к увеличению числа доменов. В данном случае при увеличении частоты от 60 до 200 Гц число доменов в образце увеличивается от 6 до 11, т.е. почти вдвое. Последующее снижение частоты (или  $B_m$ ) выявляет гистерезис в динамическом поведении доменной структуры: число доменов при данной частоте  $f$  оказывается больше, чем было на предыдущем этапе (при ее увеличении).

Итак, одной из особенностей динамического поведения полосовой доменной структуры является ее дробление в процессе перемагничивания

образца. При этом выявлена зависимость степени дробления от условий перемагничивания. Оказалось, что  $B_m$  и  $f$ , при которых начинается дробление ДС, связаны между собой некоторой зависимостью: чем выше  $B_m$ , тем при меньших частотах начинается дробление доменной структуры; и наоборот, повышение частоты приводит к снижению  $B_m$ , при которой оно начинается.

Уменьшение ширины доменов (дробление доменной структуры) по мере увеличения амплитуды индукции  $B_m$  или частоты перемагничивания, по-видимому, целиком связано с вихревыми токами, возникающими вблизи смещающихся доменных границ. Именно эта идея была положена в основу оценочных расчетов [220], однако конкретная реализация этой идеи требует серьезного обоснования, которое до сих пор никем не выполнено.

Другие представления для объяснения увеличения числа доменных границ при динамическом перемагничивании используются в работе [401]. В ней рассматривается влияние предсказанного в работах [137–139] амплитудного динамического изгиба границ на этот процесс (см. далее). Изгиб увеличивает площадь границ, а следовательно, и суммарную граничную энергию образца. Если в процессе будет участвовать больше доменных границ, изгиб отдельных ДГ может быть уменьшен, т.е. появится стимул к увеличению количества границ. На основе своих расчетов авторы работы [401] предсказывают и зависимость интенсивности дробления доменной структуры от проницаемости образцов, являющейся функцией их структурного состояния. У образцов с меньшей проницаемостью, у которых можно ожидать меньшего изгиба доменных границ, дробление доменов должно происходить менее интенсивно в конкретном интервале изменения частот, чем у образцов с большей проницаемостью.

В работе [309] зависимость ширины доменов от  $B_m$  и  $f$  вычислена на основе принципа минимума производства энтропии. При этом учитывались лишь две энергии: энергия, диссилируемая при возбуждении вихревых токов, и энергия зарождения и аннигиляции доменных границ. Предполагалось, что вихревые токи соседних границ не перекрываются. Поскольку при этом не учитываются другие энергии, с которыми связано само образование и конфигурация доменной структуры, ширина доменов при  $f \rightarrow 0$  становится неопределенной.

**11.1.2. Дрейф доменной структуры.** В процессе изучения динамики полосовой доменной структуры иногда наблюдалось поступательное перемещение доменной структуры как целого перпендикулярно плоскости доменных границ [42, 421]. Внимательное рассмотрение этого процесса позволило сделать вывод, что подобный дрейф сопровождается увеличением числа участвующих в перемагничивании доменных границ, т.е. является разновидностью процесса дробления доменной структуры. Действительно, зарождение и рост новых доменов при некоторых условиях перемагничивания приводят к изменению существующей конфигурации доменной структуры, наряду с уменьшением размера доменов  $D$  изменяется среднее положение границ, около которых они колеблются. При этом наибольшие перемещения должны испытывать границы, расположенные вблизи места, где возникает новый домен. Если эти изменения заканчиваются в течение полуцикла, то визуально они отмечаются лишь как дробление ДС. Выявляемое при стrobоскопических наблюдениях поступательное движение домен-

Таблица 11.1  
Соотношение индукций в различных фазах полуцикла  
динамического перемагничивания образца

Параметр	Фаза перемагничивания							
	1	2	3	4	5	6	7	8
$B_{\text{пов}}/B_s$	1	0,35	0,20	-0,10	-0,40	-0,65	-0,85	-1,0
$B_V/B_s$	0,85	0,42	0,22	0	-0,22	-0,42	-0,60	-0,8

ной структуры как целого можно считать свидетельством того, что эти изменения могут захватывать большое количество циклов перемагничивания.

Наблюдения за поведением ДС в переменных полях позволяют высказать предположение, что причинами, вызывающими такое движение, являются различного рода неоднородности: неоднородное распределение напряжений или эффективных магнитных полей; нарушения сплошности образцов, включения и тому подобные факторы, приводящие к различным условиям смещения доменных границ и различной энергии самих доменов в разных участках образца. Об этом свидетельствует тот факт, что дрейф доменной структуры проявляется неодинаково даже в одинаковых по форме и ориентации образцах: оказываются различными частота или амплитуда индукции, при которых начинается поступательное движение ДС, скорость, а также и направление этого движения. Более того, на этот процесс удается даже воздействовать — прекращать в образцах, в которых он наблюдается, и вызывать в образцах, в которых дрейф доменной структуры не обнаруживается [42]. Так, однородное растяжение образцов, в которых наблюдалось поступательное движение ДС, прекращало это движение, а незначительный изгиб образца, приводящий к локальному изменению вида доменной структуры, вызывал появление поступательного движения в образцах, где оно до этого не наблюдалось. Первое выравнивало условия для смещения доменных границ, поскольку вследствие возникновения наведенной анизотропии ослаблялось влияние различных несовершенств кристаллической решетки; второе — создавало резко неоднородные условия этого смещения.

11.1.3. Динамическое изгибание доменных границ. Одной из главных особенностей динамического поведения доменной структуры, наличие которой первоначально было предсказано Поливановым, является изгиб доменных границ. Экспериментально он определяется сравнением значений индукции на поверхности образца  $B_m$  (рассчитываемых по виду поверхностной доменной структуры) со средним ее значением по сечению образца [185–187, 220, 260, 282]. Для примера приведем соотношение указанных индукций в различных фазах полуцикла перемагничивания одного из исследованных образцов. В табл. 11.1 даны значения  $B_{\text{пов}}$  и  $B_V$ , отнесенные к  $B_s$ , для образца с полосовой доменной структурой [220].

Здесь  $B_s$  — индукция насыщения образца. Для рассматриваемых в данной монографии электротехнических сталей она составляет примерно 2,0 Тл.

Таблица 11.2

Параметры динамического изгиба 180-градусных границ при разных условиях перемагничивания монокристалла

$B_m$ , Тл	$D/d$	$\Delta\varphi^*$ (в град) при частотах, Гц				$\Delta B_m$ (в Тл) при частотах, Гц			
		25	50	100	200	25	50	100	200
0,5	2,6	68	37	7	0	0,06	0,12	0,23	0,34
	3,1	78	37	10	0	0,05	0,12	0,17	0,29
	3,9	78	47	—	—	0,04	0,10	—	—
	2,6	54	41	0	0	0,20	0,23	0,30	—
0,8	3,1	61	53	9	0	0,15	0,16	0,25	0,33

\* Точность определения  $\Delta\varphi = \pm 7^\circ$

Уже из приведенных, грубо качественных данных отчетливо видно, что поверхностные слои образца перемагничиваются значительно быстрее, чем внутренние. При квазистатическом перемагничивании относительные значения поверхностной индукции  $B_{пов}$  и индукции, средней по объему образца  $B_V$ , совпадают в пределах точности их определения в широком интервале изменения магнитного поля или индукции. Изгиб доменных границ в этом случае назовем для определенности амплитудным. Подобное название отражает тот факт, что разные по сечению образца точки доменной границы под воздействием переменного магнитного поля колеблются с разной амплитудой. При этом степень рассматриваемого изгиба доменных границ зависит от целого ряда факторов, например от числа доменных границ, участвующих в процессе перемагничивания, частоты переменного магнитного поля, амплитудного значения переменной индукции и от толщины образца [187].

Наряду с таким изгибом в процессе перемагничивания был обнаружен изгиб доменных границ более сложного характера [43], предсказанный для синусоидального изменения индукции в [70] (см. следующую главу) и заключающийся в опережении приповерхностными участками стенки ее внутренних участков по времени. Чтобы выяснить возможность существования изгиба этого типа, мы проанализировали поведение доменной структуры, зафиксированной в процессе динамического перемагничивания, на единичных циклах изменения магнитного поля в разных фазах перемагничивания образца [43, 174]. По виду поверхностной доменной структуры определяли зависимость поверхностной индукции от времени, которую сопоставляли с такой же зависимостью средней по объему образца индукции. Оказалось, что при некоторых условиях перемагничивания наряду с заметным превышением поверхностной максимальной индукции над средней максимальной  $\Delta B_m$  между этими зависимостями наблюдается значительный сдвиг фаз  $\Delta\varphi$ : поверхностная индукция опережает по фазе среднюю. На рис. 11.3 приведено взаимное расположение кривых за половину цикла перемагничивания при различных значениях частоты (но при постоянных значениях  $D/d = 2,6$  и  $B_m = 0,5$  Тл), а в табл. 11.2 – некоторые полученные при этом конкретные значения  $\Delta\varphi$  и  $\Delta B_m$ .

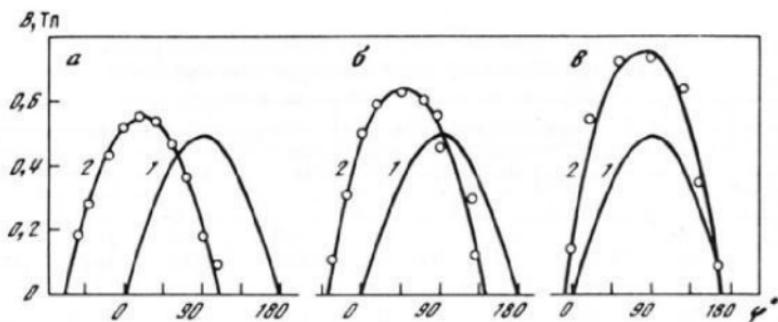


Рис. 11.3. Зависимости средней (1) и поверхностной (2) индукций от фазы перемагничивания кристалла (110) [001] в поляризованном вдоль оси [001] переменном поле при разных частотах [43]

*a–c* – частоты, Гц: 25, 50, 100 соответственно;  $B_m = 0,5$  Тл

Из рис. 11.3 и табл. 11.2 следует, что в процессе динамического перемагничивания происходит сложный изгиб доменных границ, связанный не только с различием амплитуды колебания разных точек границы по сечению образца, но и с фазовым сдвигом их друг относительно друга. Из таблицы четко видно, что первый преобладает в области более высоких частот, тогда как второй – в области относительно низких частот. По мере повышения частоты уже при частоте 100 Гц сдвиг фаз оказывается на уровне точности его определения. В то же время не выявлено четкой зависимости  $\Delta\varphi$  от  $B_m$  и  $D/d$  в исследованных интервалах их изменения.

Физической причиной амплитудного изгиба доменных границ при динамическом перемагничивании ферромагнетиков является неоднородное распределение магнитного поля по сечению образца. Вихревые токи, возникающие при таком перемагничивании, экранируют проникновение поля в глубь образца и поэтому приводят к резко неоднородному распределению его по сечению: поле убывает от поверхности к центру образца. В результате точки границы, располагающиеся на поверхности образца, проходят за одно и то же время большие расстояния, чем располагающиеся внутри него.

Причины возникновения более сложного изгиба границ, при котором наряду с различием пути, проходимого разными точками границы, между ними появляется сдвиг фаз (точки на поверхности образца опережают по фазе точки, лежащие внутри него), не вполне ясны. Наличие сдвига теоретически можно учесть путем аналитического описания формы границы при синусоидальных условиях перемагничивания образца [70, 178]. Существование указанного сдвига (экспериментально обнаруженное), как и предсказывает теория, в области относительно невысоких скоростей перемагничивания (например, при пониженных значениях частоты) и исчезновение его при более высоких скоростях показывают, что наряду с вихревыми токами в этом сложном явлении проявляются какие-то другие факторы. Можно предполагать, что здесь отражается влияние на распределение полей вихревых токов структурного состояния образца. Правомерность такого предположения оправдывается тем, что в листоподобных

моноцирсталических образцах, одинаковых по внешним параметрам (по форме и кристаллографической ориентации), выявляется различный по величине фазовый сдвиг между  $B_{\text{пов}}$  и  $B_1$  при близких условиях перемагничивания [43, 72, 174]. Однако этот вопрос практически не изучен и нуждается в специальных дополнительных исследованиях. Здесь важно было лишь подчеркнуть возможность появления сложного динамического изгиба доменных границ.

Необходимо отметить, что динамическое поведение полосовой ДС в одних и тех же условиях перемагничивания (по  $B_m$  и  $f$ ) кристаллов, одинаковых по кристаллографической ориентации и форме, оказывается существенно разным, если они различаются по степени несовершенства кристаллической решетки [69, 170]. В кристаллах с однородной картиной дифракционных топограмм углового сканирования на отражение [29], не выявляющих локальных изгибов решетки и субграниц, наблюдается при относительно небольших  $B_m$  синфазное колебание 180-градусных границ примерно с одинаковыми амплитудами и скоростями и практически полная повторяемость расположения их на поверхности образца от цикла к циклу. В кристаллах, топограммы которых выявляют указанные особенности решетки, повторяемость поведения ДГ от цикла к циклу при тех же  $B_m$  нарушается, отмечается появление новых границ, обнаруживается большой разброс в скоростях смещения ДГ и др.

## 11.2. Динамика полосовой доменной структуры в области высоких значений амплитуды индукции

Поскольку поведение доменной структуры в переменных полях существенно зависит от структурного состояния образца, этот вопрос следует рассмотреть на образцах с минимально возможными нарушениями кристаллической решетки. На рис. 11.4 показано изменение доменной структуры в центральной части поверхности такого образца в процессе его перемагничивания в замкнутой магнитной цепи в синусоидальном режиме при  $B_m = 1.9$  Тл,  $f = 60$  Гц [171–174]. Фотографии  $A$ – $G$  отражают синхронизированные между собой последовательные этапы перемагничивания, зафиксированные на разных циклах. Процесс съемки начинается от состояния  $B_V = -0.9$  Тл (кадр  $A1a$ ) и заканчивается при  $B_V = 0.7$  Тл (кадр  $G4g$ ). В отличие от перемагничивания при более низких значениях  $B_m$ , когда на поверхности образца в течение всего цикла сохраняются доменные границы, а перемагничивание осуществляется в основном путем смещения границ по синусоидальному закону, в данном случае наряду с этим наблюдается "схлопывание" противоположно движущихся границ. Длительное время поверхность образца оказывается магнитонасыщенной, после чего по мере уменьшения поля вновь на ней формируется доменная структура.

Величина поверхностной индукции опережает среднюю индукцию образца, т.е. происходит изгиб доменных границ по сечению образца. В отличие от ранее рассмотренных случаев он более значителен и увеличивается с ростом  $B_m$ , о чем свидетельствует уменьшение с ростом  $B_m$  средней индукции, при которой наступает однодоменность на поверхности образца. В данном случае границы "схлопываются" на поверхности при  $B_m = 1.6$  Тл,

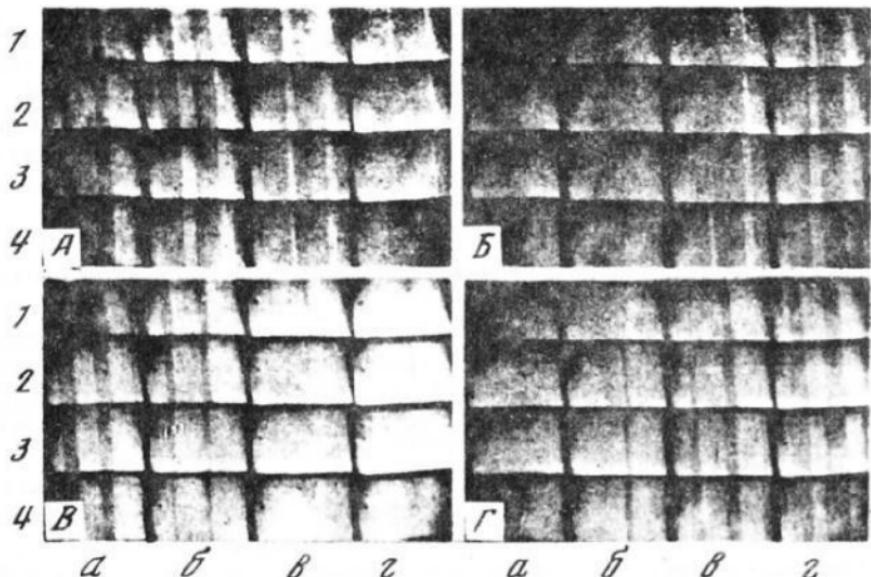


Рис. 11.4. Динамика доменной структуры, зафиксированная на единичных циклах перемагничивания кристалла типа (110) [001] при  $B_m = 1.9$  Тл ( $f = 60$  Гц), увел. 2,5 [171]

$A-G$  – последовательные, синхронизированные между собой этапы; 1–4 ( $a-z$ ) – вид ДС в разных фазах изменения поля

что составляет лишь 80% от величины  $B_s$ . Лишь в области динамической коэрцитивной силы ДС принимает вид полос со 180-градусными соседствами (кадры  $A2\delta-A3\delta$ ,  $B1a-B2a$ ,  $G2\gamma-G3\gamma$ ) и некоторое время перемагничивание осуществляется путем смещения границ между ними.

Описанная картина поведения ДС на поверхности образца позволяет представить ее вид внутри образца. Действительно, большое отставание  $B_V$  от  $B_{\text{пов}}$  означает, что внутри образца сохраняются значительные объемы с противоположными направлению поля векторами намагниченности. Это в сечении образца схематически можно изобразить, как показано на рис. 11.5, а. Здесь  $D$  – средняя ширина исходных доменов (в состоянии динамической  $H_c$ ), а функция  $x_0(y, t)$  описывает форму границы внутреннего домена. На рис. 11.5, б представлен характерный вид временной зависимости  $B_V$ , которая во всех случаях поддерживалась синусоидальной. В фазах  $\varphi_1$  и  $\varphi_3$  доменные границы на поверхности склоняются, а в фазах  $\varphi_2$  и  $\varphi_4$  – появляются вновь. Внутренние домены, по-видимому, распространяются на всю длину образца, о чем свидетельствует одинаковость по длине образца, средней по его сечению индукции. С помощью нейтронографических исследований было показано, что действительно в таких условиях перемагничивания происходит расширение или сжатие внутренних доменов [392].

Анализ большого числа фотоснимков доменной структуры в одних и тех же условиях перемагничивания показывает, что общая картина поведения доменной структуры (по среднему количеству границ, участвующих в перемагничивании, количеству и даже расположению растущих доменов)

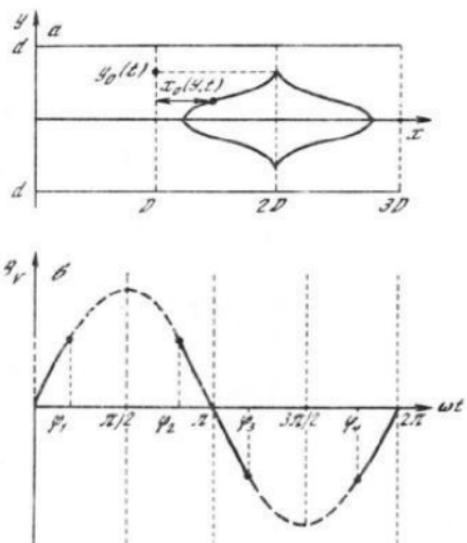
Рис. 11.5. Схематическое изображение динамики доменной структуры, представленной на рис. 11.4 [75]

*a* — конфигурация распределения  $M$  в сечении кристалла; *b* — временная зависимость средней по сечению индукции образца

вплоть до  $B_m = 1.9$  Тл, где изменение индукции со временем остается все еще синусоидальным, в основном сохраняется от цикла к циклу. Однако конкретные моменты времени (фазы) и даже места появления и исчезновения доменов на поверхности образца на разных циклах перемагничивания могут и не совпадать. При  $B_m > 1.9$  Тл, когда синусоидальность магнитного потока нарушается, дробление доменной структуры носит более нерегулярный характер: число растущих доменов и соответственно доменных границ в развитой доменной структуре и их скорости сильно различаются от цикла к циклу.

Чтобы разобраться в кинетике исчезновения и образования ДС при перемагничивании образцов при высоких значениях амплитуды индукции, наблюдения за поведением ее на поверхности нужно проводить в непосредственной близости к концу образца. В качестве примера рассмотрим поведение ДС в указанном месте образца, перемагничиваемого в замкнутой магнитной цепи при  $B_m = 1.95$  Тл и  $f = 60$  Гц (рис. 11.6). Видно, что в отличие от картины поведения ДС в средней части поверхности образца на его конце поверхность не достигает магнитонасыщенного состояния даже при более высокой амплитуде индукции. В течение всего полупериода сохраняется некоторое количество зародышей перемагничивания. Перемагничивание начинается, как и следовало ожидать, с роста наиболее активных из этих зародышей, и далее в процесс постепенно, в различные моменты времени, вовлекаются другие зародыши (см., напр., кадры 1а–2б). После прорастания зародышей видно смещение 180-градусных границ в развитой ДС (кадры 3б–1в). С ростом амплитуды индукции число активных зародышей, превращающихся в домены, только увеличивается, что приводит в конечном счете к описанному ранее дроблению ДС по мере увеличения амплитуды индукции выше некоторой ее величины. Тот факт, что места, на которых растут многие зародыши, не изменяются от цикла к циклу при данных условиях перемагничивания, позволяет думать, что они "привязаны" к каким-то дефектам кристаллической решетки, расположенным в этих местах, где может быть особенно велика плотность магнитостатических зарядов.

Основные черты описанного динамического поведения доменной структуры в области высоких значений  $B_m$  качественно сохраняются и в образцах, имеющих заметные нарушения кристаллической решетки. Отличие



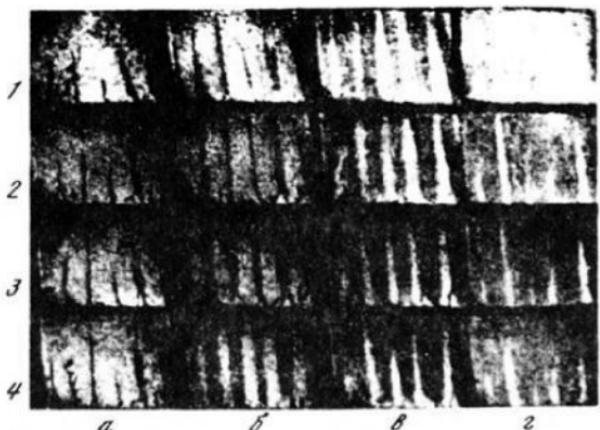


Рис. 11.6. Динамика доменной структуры вблизи конца образца, увел. 6 [171]

от рассмотренного случая заключается, как и в области относительно невысоких значений  $B_m$ , лишь в меньшей воспроизводимости доменной структуры от цикла к циклу. При этом рост зародышей перемагничивания наблюдался не только от концов образца, но иногда и от других мест поверхности — дробление доменной структуры становилось более активным.

### 11.3. Влияние кристаллографической ориентации поверхности листа и направления поля относительно оси [001] на динамику доменной структуры

Простейший случай, который был рассмотрен в предыдущих разделах, в чистом виде встречается довольно редко. Как правило, в технических поликристаллических материалах, даже с высокой степенью кристаллографической текстуры, оси легчайшего намагничивания отдельных кристаллитов отклонены от оси текстуры, вдоль которой обычно перемагничиваются такие материалы в технических устройствах. При этом в магнитомного-осных ферромагнетиках процессы технического намагничивания могут происходить значительно сложнее, чем в описанном случае, поскольку заметную роль в этих процессах должны играть смещения 90-градусных границ, что уже было показано на примерах квазистатического намагничивания (см. гл. 7).

Рассмотрим в кристаллах типа (110) [001] случаи, когда перемагничивание осуществляется либо под углом  $\alpha$  к оси [001], параллельной плоскости листа, либо под углом  $\beta$ , который ось [001] составляет с плоскостью листа, а поле ориентировано параллельно ее проекции на плоскость листа [40, 41]. Напомним (см. гл. 6), что в первом из них на поверхности размагниченных образцов обнаруживается только полосовая ДС, во втором наряду с ней, как и следовало ожидать, имеются замыкающие области разного типа. Динамическое поведение доменной структуры, выявленное стробоскопически для образцов с разными (и небольшими) углами  $\alpha$  и  $\beta$  показано на рис. 11.7. Здесь фотоснимки АГЖ получены в размагнченном состоянии, фотоснимки БДС — вблизи динамической коэрцитивной



Рис. 11.7. Вид доменной структуры монокристаллов типа (110) [001], различающихся по величине углов  $\alpha$  и  $\beta$ , в разных магнитных состояниях, увел. 14 [40].  
 АБВ –  $\beta = 3^\circ$ ,  $\alpha = 0$ ; ГДЕ –  $\alpha = \beta = 0$ ; ЖЗИ –  $\alpha = 4^\circ$ ,  $\beta = 0$ ; АГЖ – размагниченные состояния; БЛЗ – вблизи динамической кой коэрцитивной синтез; ВЕИ – вблизи  $B_m = 0,5$  Тл,  $f = 60$  Гц

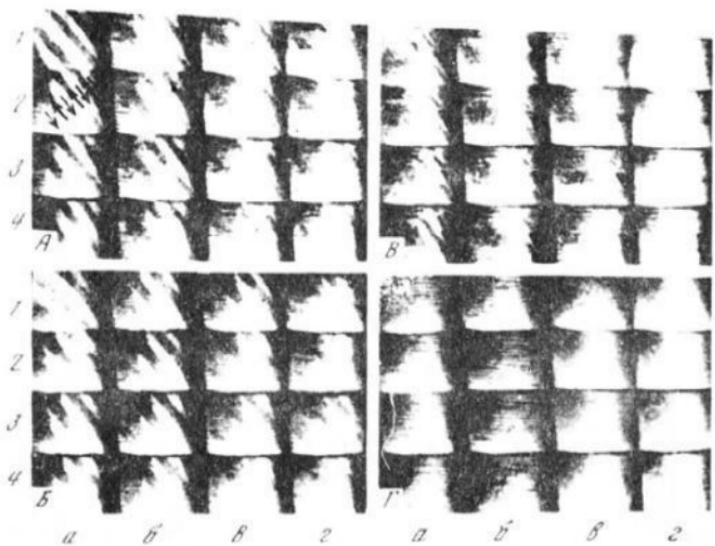


Рис. 11.8. Динамика доменной структуры кристаллов (110) [001] при перемагничивании под углом  $25^\circ$  к оси [001] при разных амплитудах индукции, увел. 3 [173]

силы и ВЕИ — вблизи  $B_m = 0,5$  Тл. Видно, что во всех этих случаях перемагничивание в переменном поле осуществляется путем смещения 180-градусных доменных границ, разделяющих основные домены. Кроме того, в образце с  $\beta = 3^\circ$ ,  $\alpha = 0$  в динамике наблюдается интенсивное дробление доменной структуры, чего не видно при данных условиях перемагничивания ( $B_m = 0,5$  Тл,  $f = 60$  Гц) в двух других образцах, у которых  $\alpha = \beta = 0$  и  $\alpha = 4^\circ$ ,  $\beta = 0$ . Дробление ДС в образце с  $\beta \approx 3^\circ$  осуществляется, по-видимому, путем роста и слияния друг с другом некоторых замыкающих каплевидных доменов. Таким образом, последние служат дополнительными (по отношению к сохраняющимся на концах образца) зародышами новых основных доменов. Они облегчают и усиливают процесс динамического дробления доменной структуры.

Если угол  $\alpha$  и амплитуда индукции относительно велики, то динамика ДС существенно усложняется. Рассмотрим в качестве примера перемагничивание узкой полоски, вырезанной под углом  $25^\circ$  к оси [001] [173] вдоль длинной стороны. На рис. 11.8 приведены четыре серии фотоснимков доменной структуры ( $A-\Gamma$ ), отображающие ее изменение за  $1/5$  периода перемагничивания с частотой 40 Гц при разных амплитудах индукции — 0,8; 1,0; 1,2 и 1,4 Тл соответственно. Каждая серия показывает изменение ДС примерно на одном и том же этапе перемагничивания — от состояния, близкого к динамической коэрцитивной силе, принятого за исходное, до состояния, близкого к  $B_m$ .

При  $B_m = 0,8$  Тл в исходном состоянии образца (кадр  $A1a$ ) ДС имеет вид полос, разделенных 180-градусными границами, и небольшого количества поверхностных замыкающих доменов, располагающихся вблизи боковых поверхностей под углом  $\alpha \approx 55^\circ$  к полосовым доменам. Как было показано (см. гл. 7), эти домены замыкают поток внутренних так называемых С-доменов, образующихся в поле, не параллельном оси [001].

М которых ориентированы вдоль тетрагональных осей [010] и [100], составляющих с поверхностью листа угол  $\sim 45^\circ$  (см. рис. 7.7). Для удобства дальнейшего изложения комплекс С-доменов с поверхностными замыкающими назовем вторичной ДС. Эта структура по мере увеличения поля распространяется от боковых ее поверхностей к середине, поглощая часть полосовой, которая, однако, в этом случае даже в состоянии  $B_m$  (кадр A4г) занимает еще значительную часть объема образца. При уменьшении поля происходит обратный процесс — сокращение объема, занятого вторичной структурой.

Такой характер динамики ДС имеет место в рассматриваемом образце вплоть до  $B_m \approx 1.2$  Тл (серии БВ рис. 11.8). В отличие от описанного можно отметить лишь увеличение объема образца, занятого вторичной ДС в исходном состоянии (кадры Б1а, Б1а), и увеличение амплитуды фронтов прорастания вторичной структуры (кадр Б4г), которые вблизи  $B_m = 1.2$  Тл (кадр Б4г) смыкаются. Полосовая структура в этом состоянии полностью поглощена вторичной ДС. Повышение  $B_m$  до 1.4 Тл ( $\Gamma$ ) приводит к тому, что полосовая ДС не проявляется ни на каком этапе перемагничивания, даже вблизи динамической коэрцитивной силы (кадр Г1а). Замыкающая ДС заполняет всю поверхность образца, а по мере приближения к  $B_m$  керр-контраст практически не виден. Поверхность становится однотонной (кадры Г1в—4г). Рост средней индукции образца в процессе увеличения поля при этом может осуществляться, по-видимому, путем смещения границ во вторичной ДС. Качественно аналогичное поведение ДС в переменных полях отмечается и при других значениях  $\alpha$  вплоть до  $\alpha = 55^\circ$ .

Итак, характер поведения ДС в кристаллах типа (110) [001] в переменном поле, составляющем с осью [001] значительные углы, существенно зависит от амплитуды индукции. При сравнительно небольших ее значениях (вдали от второго резкого изгиба кривой намагничивания) перемагничивание происходит путем перестройки полосовой ДС во вторичную структуру и обратно. Этот процесс качественно аналогичен тому, который наблюдается при квазистатическом перемагничивании в сходных условиях (см. гл. 7). Однако с приближением  $B_m$  ко второму резкому изгибу на кривой намагничивания он заменяется на другой, когда полосовая ДС не проявляется ни на каких этапах перемагничивания, а изменение индукции на петле гистерезиса осуществляется, по-видимому, смещением ДГ во вторичной структуре и поворотом М к направлению поля.

## Глава 12

### ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ

#### 12.1. Вихревые потери, связанные с движением одиночных изгибающихся доменных границ

Как показано в предыдущей главе, доменные границы в переменном магнитном поле наряду с колебательным движением могут совершать равномерное поступательное движение и изгибаться, а число их при изме-

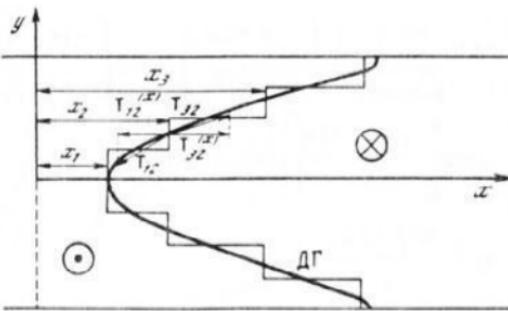
нении условий перемагничивания (например, частоты) может изменяться. Все это должно отразиться на величине вихревоковой составляющей потерь. Так, поскольку вихревоковые потери непосредственно связаны с относительной шириной доменов  $D/d$  (см. (10.51)), то дробление ДС (уменьшение  $D/d$ ) должно приводить к уменьшению их по сравнению с величиной, предсказываемой Праем и Бином; без учета такого дробления поведение  $W_b(f)$  за цикл перемагничивания вопреки предсказаниям станет нелинейным, что и обнаруживает эксперимент (см. рис. 10.6). Ясно также, что нелинейность  $W_b(f)/f$  будет заметной, если число ДГ к в кристалле мало, поскольку появление даже одного дополнительного домена тогда может существенно уменьшить  $D/d$ . Таким образом, в указанной ситуации процесс дробления ДС должен играть важную роль, и он заслуживает пристального внимания. Однако до настоящего времени нет приемлемой теории, позволяющей сделать количественные оценки изменения  $D/d$  при изменении условий перемагничивания, а потому этим качественным замечанием мы здесь и ограничимся.

Процесс поступательного движения ДГ, как уже говорилось, проходит со скоростью, значительно меньшей скорости движения ДГ, поэтому его вклад в потери мал, и мы его более не рассматриваем. Сосредоточим основное внимание на учете изгиба доменных границ, тем более что этому вопросу посвящено довольно большое число как теоретических, так и экспериментальных работ.

Первые теоретические исследования вихревых токов, учитывающие динамический изгиб ДГ в процессе их движения, принадлежат Сикстусу и Тонксу (цит. по: [21, с. 511–521]). Однако эти оценки довольно грубы и по этой причине не могут быть использованы для объяснения особенностей поведения составляющей электромагнитных потерь, описанных в гл. 10. Расчеты магнитной проницаемости, проведенные в работах Поливанова [138–140], а также Бишопа и Ли [249], учитывают лишь малый изгиб ДГ, который, как будет видно далее, возможен лишь в случае малых частот или малых амплитудных значений индукции (малых скоростей движения ДГ). Теория потерь при учете произвольного изгиба ДГ впервые исходя из первых принципов была построена в работах Бишопа [250–257], который одновременно вычислил форму ДГ при ее движении с постоянной скоростью, а также в режиме синусоидальной индукции. Им рассмотрено также движение пары стенок, которые на некотором интервале периода могут объединяться с образованием некого замкнутого магнитного домена со стенками, параллельными оси  $z$ , лежащей в плоскости пластины. Ниже мы кратко остановимся на модели и результатах теории Бишопа.

Предположим, что имеется плоскопараллельная пластина, содержащая доменную границу, которая изгибаются при движении вдоль оси  $x$  под действием внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси  $z$ , параллельной поверхности пластины. Профиль ДГ в плоскости  $xy$  представлен на рис. 12.1. Основная математическая трудность, возникающая при расчете вихревых токов, в данном случае заключается в сложности использования граничных условий на доменной границе произвольной и неизвестной формы (изгибающаяся ДГ). Чтобы обойти эту трудность, Бишоп предложил заменить истинную доменную границу границей, состоящей из ряда вертикальных сегментов, соединенных горизонтальными участками

Рис. 12.1. Схематическое изображение профиля ДГ, изгибающейся в процессе движения (сплошная жирная кривая), и аппроксимирующая ее ломаная, использованная для расчетов [250]



так, как это указано на рис. 12.1. Естественно, что в такой модели структуры ДГ изменение  $M$  связано только с движением вертикальных прямолинейных сегментов и вычисление вихревых токов может быть проведено достаточно просто, например способом, изложенным в разд. 10.1.

С этой целью необходимо рассмотреть условия динамического равновесия для каждого сегмента в отдельности. Заметим, что на каждый такой элемент действует несколько сил. Это сила поверхностного натяжения  $T_i^*$ , связанная с увеличением поверхности ДГ при ее динамическом искривлении, сила  $\gamma E_i$ , связанная с тормозящим действием вихревого магнитного поля  $H_i$ , и сила  $\gamma F_0$ , действующая со стороны внешнего магнитного поля  $H_0$  (постоянного и переменного) и приводящая в движение ДГ. Перенормировкой этого поля в простейшем случае формально учитывается также и возвращающая сила [250]. Индекс  $i$  соответствует  $i$ -й паре элементов, симметрично расположенных относительно оси  $y = 0$  на равных расстояниях от нее, причем  $i = 1, 2, \dots, N$ , где  $N$  – полное число сегментов в каждой из областей  $y > 0$  и  $y < 0$ . В состоянии динамического равновесия полная сила  $\gamma F_i$ , действующая на  $i$ -ю пару сегментов, равна нулю, так что

$$F_i = F_0 + E_i + T_i = 0, \quad (12.1)$$

где

$$F_0 = 2M_s H_0 d / (N\gamma); \quad (12.2)$$

$$E_i = [2M_s d / (N\gamma)] \sum_{j=1}^N H_{ij}. \quad (12.3)$$

Из-за прямолинейной формы сегментов вихревое поле  $H_{ij}$ , действующее на  $i$ -й сегмент со стороны  $j$ -го сегмента, может быть легко вычислено:

$$H_{ij} = -N \alpha_{ij} u_i \gamma / (2M_s d), \quad (12.4)$$

\*Все силы рассчитываются на единицу длины вдоль оси  $z$ .

где

$$a_{ij} = \sum_{\substack{n=1 \\ \text{нечетн}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left\{ \sin \left( \frac{n i \pi}{2N} \right) - \sin \left[ \frac{n(i-1)\pi}{2N} \right] \right\} \left\{ \sin \left( \frac{n j \pi}{2N} \right) - \sin \left[ \frac{n(j-1)\pi}{2N} \right] \right\} \exp(-n/s_i - s_j/\pi); \quad (12.5)$$

$$u_j = \frac{8B_s^2 (2d)^2}{\pi^5 \gamma \rho_F c^2} v_j, \quad (12.6)$$

причем  $v_j$  представляет собой скорость, а  $u_j$  – безразмерную скорость  $j$ -й пары сегментов.

При записи  $T_i$  предполагается, что сила поверхностного натяжения между двумя вертикальными сегментами пропорциональна  $\gamma$  (энергии ДГ, рассчитанной на единицу площади) и действует вдоль линии, соединяющей центры этих элементов, как показано на рис. 12.1. Таким образом:

$$T_i = \frac{2N(s_{i+1} - s_i)}{[1 + 4N^2(s_{i+1} - s_i)^2]^{\frac{1}{2}}} - \frac{2N(s_i - s_{i-1})}{[1 + 4N^2(s_i - s_{i-1})^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (12.6)$$

где  $s_i = (x_i - \langle x \rangle)/(2d)$ ;  $x_i$  – смещение  $i$ -го сегмента стенки;  $\langle x \rangle$  – среднее смещение ДГ.

На сегменты, находящиеся у поверхности пластины, действуют лишь силы натяжений со стороны сегментов, находящихся внутри пластины. Чтобы учесть это, необходимо положить  $s_{N+1} = s_N$  и  $s_1 = s_0$ . Суммируя (12.1) по  $i$  и учитывая, что  $\sum_{i=1}^N T_i = 0$ , получим

$$F_0 = -\sum_i E_i / N. \quad (12.7)$$

С величиной  $F_0$  связана мощность потерь, так что, например, при стационарном движении ДГ  $2\gamma N(v) F_0 d^{-2} = \tilde{W}_b$ , где  $N(v) = \sum_{i=1}^N v_i$ . При периодическом движении ДГ необходимо также усреднение  $\tilde{W}_b$  по периоду движения. Таким образом, ясно, что для нахождения мощности потерь необходимо определить конфигурацию сегментов (форму ДГ) при каждом заданном значении  $v$  или в каждый момент времени исходя из конкретной задачи.

Используя (12.1), (12.3) и (12.4), можно найти

$$u_j = \sum_i A_{ij} (F_0 + T_i), \quad (12.8)$$

где  $A_{ij}$  – матрица, обратная  $a_{ij}$ . Используя (12.8), можно также записать

$$N(u) = F_0 \sum_i A_{ij} + \sum_i A_{ij} T_i. \quad (12.9)$$

Поскольку величина  $\langle u \rangle$  связана с изменением со временем среднего магнитного потока в образце, а в экспериментальных условиях эта величина обычно задана, то (12.9) в принципе можно использовать для рас-

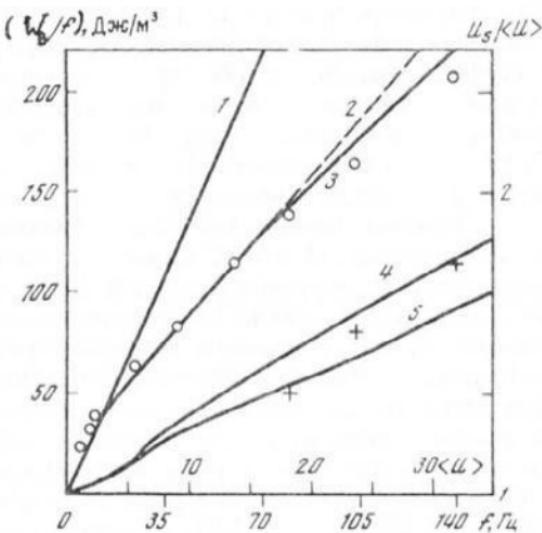


Рис. 12.2. Зависимость мощности потерь за цикл (левая шкала по оси ординат) от средней скорости ДГ (верхняя шкала по оси абсцисс), относительной скорости поверхности сегментов ДГ (правая шкала по оси ординат) от средней скорости ДГ (верхняя шкала по оси абсцисс) и частоты (нижняя шкала по оси абсцисс) изменения индукции

1 – расчет  $w_b/f$  по [390]; 2–5 – расчеты по [251]; кривые с 2 и 3 соответствуют расчету  $w_b/f$  при числе сегментов ДГ  $N$ , равном 8 и 16 соответственно, кривые 4 и 5 дают относительную среднюю поверхностную скорость ДГ при индукциях, соответствующих перемагничиванию  $3/4$  поверхности и всей поверхности соответственно; кружки и крестики – экспериментальные данные [312], выполненные на рамке Fe – 3 мас.% Si, причем  $\circ$  – соответствует потерям,  $x$  – скоростям

чета конфигурации ДГ в каждый заданный момент времени. В [250, 251] была найдена конфигурация одной ДГ, движущейся с постоянной скоростью, а также в условиях синусоидальной индукции. Найдена также конфигурация пары доменных стенок, движущихся при наличии индукции, изменение со временем которой представляет последовательность треугольных импульсов. На рис. 12.2 приведена зависимость плотности мощности потерь за цикл  $W_b/f$  от частоты изменения индукции, представляющей последовательность треугольных импульсов. При этом на периоде индукция меняется от значения  $-B_m$  до  $\frac{1}{2}B_m$  до  $-B_m$ . Расчеты для такого специального изменения индукции были проведены, чтобы сравнить их с экспериментальными результатами Хельмисса [312], где, для того чтобы аккуратно и точно измерить скорость ДГ и потери, были произведены эксперименты на монокристаллической рамке Fe – 3 мас.% Si, в каждом плече которой содержались две ДГ.

Из рис. 12.2 видно, что при малых частотах (скоростях стенки)  $W_b/f$  линейно зависит от  $f$ . При дальнейшем увеличении частоты (скорости ДГ) эта зависимость существенно отклоняется от линейной и  $W_b/f$  оказывается пропорциональной  $f^{4/3}$ . Именно при этих частотах и скоростях имеется сильный изгиб ДГ. Результаты вычислений, начиная с  $N = 16$ , практически не зависят от  $N$ . В частности, в правом верхнем углу приведено значение

$W_b/f$  (крестик), полученное при  $N=32$ . Из рисунка видно, также, что уже при  $N=8$  результаты не сильно отличаются от более точных вычислений. Здесь же представлена зависимость поверхностной скорости ДГ от частоты  $f$  и  $\langle u \rangle$  и изображены экспериментальные данные Хельмисса [312].

Имеется прекрасное совпадение рассчитанных и экспериментальных значений  $W_b/f$  от  $f$ . Таким образом, можно утверждать, что одной из причин, приводящих к нелинейной зависимости  $W_b/f$  от  $f$ , является динамический изгиб ДГ. Заметим, однако, что сама использованная сегментная модель ДГ, по-видимому, не всегда является приемлемой. Так, при исследовании стационарного движения изогнутой ДГ в [250] при больших скоростях ( $u = u_c \approx 17.3$ ) были обнаружены нестабильности ДГ, связанные с неограниченным смещением некоторых сегментов относительно других. В связи с этим Бишоп усовершенствовал модель [255, 256], рассмотрев сегменты, наклоненные к оси  $x$ , полностью исключив горизонтальные участки, соединяющие эти сегменты. Получающиеся при этом результаты подтверждают прежние расчеты и показывают, что указанной неустойчивости не возникает. Был найден любопытный результат: при больших скоростях  $u \geq 21$  на вершине изогнутой стенки появляется утолщение, которое при еще больших скоростях ( $u > 50$ ) может оторваться от остальной части стенки.

## 12.2. Мощность вихревых потерь в многодоменных пластинах с доменными границами произвольной формы

Учет динамического изгиба доменных границ в ферромагнитных образцах оказывает существенное влияние на вихревые потери. Первопричиной такого изгиба, как отмечалось в гл. 11 и как следует из разд. 12.1, является существование неоднородных вдоль нормали к поверхности пластины вихревых полей. Необходимо также иметь в виду, что относительно небольшая плотность энергии доменных стенок не сильно препятствует их изгибу, так что, возникнув даже из-за сравнительно небольшой неоднородности магнитного поля, динамический изгиб стенки при фиксированном амплитудном значении индукции может оказаться достаточно большим, как это и подтверждают расчеты Бишопа, изложенные в предыдущем разделе.

Следует ожидать, что в случае, когда вместо образца с изолированной доменной границей имеются многодоменные образцы с системой изгибающихся доменных границ, наблюдаемые экспериментально особенности вихревой составляющей электромагнитных потерь (нелинейная зависимость мощности потерь от частоты и  $D/d$ ) можно также связать с динамическим изгибом границ. В связи с этим в данном разделе мы выведем выражение для мощности вихревых потерь в многодоменных пластинчатых образцах с доменными границами произвольной формы.

Геометрия поставленной задачи схематически изображена на рис. 12.3. Формально в данном случае задача решается точно таким же образом, как это было сделано в разд. 10.2. В частности, мы вновь предполагаем ради простоты, что ДС имеет периодический характер и, следовательно, вновь выполнены условия (10.26), (10.27), (10.29)–(10.31). Однако в

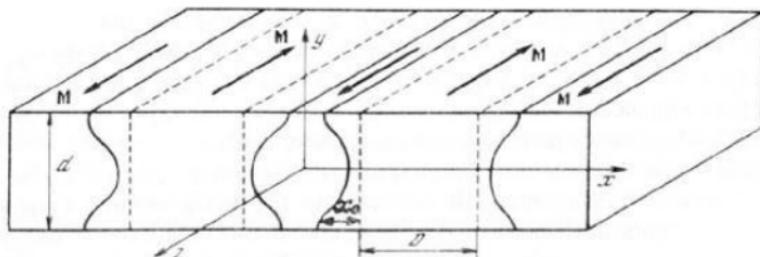


Рис. 12.3. Схематическое изображение периодической ДС с ДГ, изгибающимися в процессе движения под действием переменного внешнего магнитного поля, поляризованного вдоль направления  $z$

Функция  $x_0(y)$  описывает мгновенную форму ДГ; штриховые линии – равновесное положение ДГ

данном случае смещения  $x_0$  доменных стенок из положений равновесия, как это видно из рис. 12.3, зависят от координаты  $y$ , т.е.  $x_0 = x_0(y, H)$ .

Таким образом, в данном случае вместо (10.28) мы должны записать

$$M_z(x, y, t) = \begin{cases} M_s, & 0 \leq x \leq -x_0(y, t) + D/2, \\ -M_s, & -x_0(y, t) + D/2 \leq x \leq D. \end{cases} \quad (12.10)$$

Используя далее те же приемы, что и в разд. 10.2, мы получаем для  $j_{x^*}$  и  $j_3$ -компонент выражения по форме, в точности совпадающие с выражениями (10.41) и (10.43), однако теперь входящие в них функции  $J_{nm}(t)$  и  $f'_E(y, t)$  имеют иной вид:

$$J_{ne}(t) = \int_{-d/2}^{d/2} \dot{x}_0(y, t) \cos\left(\frac{n\pi}{2} + x_0(y, t) k_n\right) \cos q_e y dy, \quad (12.11)$$

$$f'_E(y, t) = -\frac{2B_s}{cD} \int_0^y \dot{x}_0(y', t) dy'. \quad (12.12)$$

В данных выражениях обозначения имеют тот же смысл, что и разд. 10.2.

Подставляя получающиеся таким образом плотности токов  $\mathbf{j}$  в (10.46), после выполнения интегрирования для плотности мощности вихревых потерь в пластине с периодической системой изгибающихся доменных границ можно записать

$$W_B = \frac{1}{\rho_E} \left( \frac{4B_s}{cDd} \right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\overline{J_{ne}^2(t)}}{k_n^2 + q_e^2} + \frac{2}{\rho_E d} \int_0^{d/2} \overline{f_E^2(y, t)} dy. \quad (12.13)$$

Таким образом, мощность потерь удается представить в виде функционала от функции  $x_0 = x_0(y, t)$ , описывающей форму доменной границы. При выводе (12.13) были сделаны лишь предположения о симметричности формы ДГ относительно плоскости  $zx$ . В рамках этого предположения форма доменной стеки является произвольной. Заметим, что развитый здесь метод легко обобщить и на случай когда указанной симметрией доменная граница не обладает.

Если из каких-либо соображений известна форма движущейся доменной

границы, то можно, используя (12.13), легко найти  $W_b$  для соответствующей ситуации. Для замкнутого теоретического рассмотрения требуется определить эту форму из независимых от мощности потерь динамический уравнений. Однако составить и решить такие уравнения удается лишь при сравнительно малом изгибе доменных границ, когда  $|dx_0/dy| \ll 1$ .

Можно провести оценки мощности вихревоковых потерь также путем подбора пробной функции. По-видимому, наиболее общим выражением для пробной функции в режиме синусоидальной индукции будет следующее:

$$x_0(y, t) = (D/2)A(\xi)\sin(\omega t + \varphi_b(\xi)(\xi)), \quad \xi = 2y/d. \quad (12.14)$$

Отсюда видно, что изгиб доменной границы может осуществляться различным образом: как вследствие того что фаза колебаний (она описывается функцией  $\varphi_b(y)$ ) различных точек доменной границы может быть разной, так и вследствие того что при одинаковой фазе колебаний всех точек ДГ амплитуды их колебаний (пропорциональные  $A(y)$ ) могут быть разными. В первом случае некоторые участки ДГ, например поверхностные, забегают вперед, так что пока другие участки достигают того же положения, которое имели в некоторый фиксированный момент эти поверхностные, они могут начать двигаться в обратном направлении. Очевидно, что в общем случае должны происходить оба указанных процесса. Ясно также, что величины  $A(y)$  и  $\varphi_b(y)$  могут зависеть от частоты. В связи с этим для оценки потерь необходимы дополнительные сведения о функциях  $A(y)$  и  $\varphi_b(y)$ . К этому вопросу мы вернемся в следующем разделе, а пока кратко покажем, что формула (12.13) допускает переход к случаю плоской стенки. Действительно, для плоской ДГ, согласно (12.11), имеем

$$\bar{J}_{ne}^2 = \frac{1}{4} \left( \frac{D \omega B_m}{q_e B_s} \right)^2 \left[ 1 + \frac{(-1)^n 2B_s}{k_n D B_m} J_1 \left( k_n D \frac{B_m}{B_s} \right) \right]. \quad (12.15)$$

$$\frac{2}{d} \int_0^{d/2} f^2(y, t) dy = \frac{1}{24} d^2 B_m^2 \omega^2 / c^2. \quad (12.16)$$

Используя затем (10.48) и (10.50), после несложных преобразований можно получить (10.51).

Таким образом, формулу (12.13) можно рассматривать как обобщение соответствующей формулы (10.51), полученной Праем и Бином на случай учета произвольного, но симметричного относительно плоскости  $y = 0$  изгиба ДГ. Заметим, что в принципе (12.13) можно использовать и для расчета потерь, связанных с колебаниями ДГ, имеющих сложную форму в статическом режиме.

### 12.3. Восстановление формы доменной границы из экспериментальных данных

В [178] сформулировано уравнение, позволяющее определить форму ДГ в динамическом режиме при синусоидальном изменении индукции. Однако полученные решения этого уравнения были справедливы лишь в случае сравнительно малых изгибов. Для получения данных о форме ДГ при наличии периодических ДС в [72] (см. также [287, 288]) был предложен

жен метод восстановления формы ДГ из экспериментальных данных, независимый от измерения электромагнитных потерь и справедливый при сколь угодно больших изгибах стенок.

Заметим, что, поскольку обычно индукция задается синусоидальной, наиболее общий вид ДГ может быть описан формулой (12.14). Дальнейшая задача заключается в определении функции  $A(y)$  и  $\varphi_b(y)$ . Для того чтобы это сделать, можно воспользоваться, например, теми экспериментальными возможностями, которые имеются в настоящее время. Экспериментально задается средняя по объему индукция  $B_1$ , с амплитудным значением  $B_m$ . Кроме того, используя визуальные наблюдения, можно определить поверхностную индукцию  $B_{\text{пов}}$  с амплитудным значением  $B_\sigma$ , а также сдвиг фаз  $\Delta_\Phi$  между  $B_1$  и  $B_{\text{пов}}$ . Существование  $\Delta_\Phi$ , а также отличие  $B_1$  от  $B_{\text{пов}}$  связаны с существованием изгиба ДГ. Используя (12.14), можно выразить указанные величины через  $A(\xi)$  и  $\varphi_b(\xi)$ :

$$B_1 = B_m \sin(\omega t + \varphi_b), \quad (12.17)$$

$$B_{\text{пов}} = B_\sigma \sin(\omega t + \varphi_b(1)), \quad \Delta_\Phi = \varphi_b(1) - \varphi_b,$$

где

$$B_m = B_s \left[ \left( \int_0^1 A(\xi) \sin \varphi_b(\xi) d\xi \right)^2 + \left( \int_0^1 A(\xi) \cos \varphi_b(\xi) d\xi \right)^2 \right]^{1/2};$$

$$\operatorname{tg} \varphi_b = \left( \int_0^1 A(\xi) \sin \varphi_b(\xi) d\xi \right) / \left( \int_0^1 A(\xi) \cos \varphi_b(\xi) d\xi \right), \quad (12.18)$$

$$B_\sigma = A(1)B_s, \quad A(1) = A(\xi)|_{y=d/2},$$

$$\varphi_b(1) = \varphi_b(\xi)|_{y=d/2}.$$

Обычно условия эксперимента таковы, что  $x_0(\xi, t) = -x_0(-\xi, t)$ . Это означает, что ДГ должна быть симметричной относительно оси  $y = 0$ . Кроме того, будем считать

$$\frac{\partial x_0(\xi, t)}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\pm 1} = 0, \quad (12.19)$$

т.е. что ДГ не закреплена на поверхностях.

Представим  $A(\xi)$  и  $\varphi_b(\xi)$  в виде многочленов:

$$A(\xi) = A_0 + A_2 \xi^2 + A_4 \xi^4, \quad \varphi_b(\xi) = b_2 \xi^2 + b_4 \xi^4, \quad (12.20)$$

где  $A_0, A_2, A_4, b_2$  и  $b_4$  – неизвестные константы.

Используя (12.19), (12.20) и выражение для  $B_\sigma$  (12.18), получим

$$A(\xi) = \frac{B_\sigma}{B_s} - A_0(1 - \xi^2)^2, \quad \varphi_b(\xi) = b \xi^2 (2 - \xi^2). \quad (12.21)$$

Из первого соотношения (12.18) и последнего соотношения (12.17) находим неизвестные коэффициенты  $A_0$  и  $b$ :

$$\frac{B_m}{B_s} = \frac{C_1(b)S_2(b) - S_1(b)C_2(b)}{[S_2(b) - C_2(b)\operatorname{tg}(b - \Delta_\Phi)]\cos(b - \Delta_\Phi)}, \quad (12.22)$$

Таблица 12.1

Экспериментальные данные зависимости величин  $B_\sigma$ ,  $b$  и  $A_0$  от частоты

$f$ , Гц	$B_m = 5 \cdot 10^3$ Гс				$B_m = 10^4$ Гс			
	$\Delta_\Phi$ , град	$B_\sigma$ , Гс	$b$	$A_0$	$\Delta_\Phi$ , град	$B_\sigma$ , Гс	$b$	$A_0$
20	10	6350	0.3675	0.12103	7	12400	0.255	0.2228
30	3	6600	0.1102	0.12607	0	12700	0	0.2531
50	0	7200	0	0.20620	0	13500	0	0.3280
60	0	8000	0	0.28120	0	14500	0	0.4312
80	0	8200	0	0.30000	0	16000	0	0.5625
100	0	8600	0	0.35750	0	17600	0	0.7175

$$A_0 = \frac{B_\sigma}{B_s} \frac{C_1(b) \operatorname{tg}(b - \Delta_\Phi) - S_1(b)}{S_2(b) - C_2(b) \operatorname{tg}(b - \Delta_\Phi)}, \quad (12.23)$$

где

$$C_1(b) = \int_0^1 \cos \xi^2 (2 - \xi^2) d\xi; \quad S_1(b) = \int_0^1 \sin b \xi^2 (2 - \xi^2) d\xi; \quad (12.24)$$

$$C_2(b) = \int_0^1 (1 - \xi^2)^2 \cos b \xi^2 (2 - \xi^2) d\xi; \quad S_2(b) = \int_0^1 (1 - \xi^2) \sin b \xi^2 (2 - \xi^2) d\xi.$$

В частности если  $\Delta_\Phi = 0$ , то из второго уравнения (12.18) и последнего уравнения (12.17) имеем  $b = 0$ . Тогда

$$A_0 = (15/8)(B_\sigma - B_m)/B_s. \quad (12.25)$$

Таким образом, видно, что, измеряя  $B_\sigma$  и  $\Delta_\Phi$  при различных частотах и заданном значении  $B_m$ , можно найти параметры  $A_0$  и  $b$  как функции частоты, т.е., согласно (12.21), определить  $A(\xi)$  и  $\varphi_b(\xi)$ , а следовательно, согласно (12.14), – форму ДГ как функцию частоты.

Соответствующие измерения были проведены в работе [72] (см. табл. 12.1). Используя их, мы рассчитали указанным способом параметры  $b$  и  $A_0$ . Эти данные также помещены в табл. 12.1. Затем мы рассчитали форму доменной стенки в различные моменты времени при разных частотах. На рис. 12.4 в качестве примера приведены графики, иллюстрирующие форму ДГ и ее изменение со временем для двух различных частот  $f = 20$  Гц и  $f = 100$  Гц. Экспериментальные исследования проводили на монокристаллической (Fe–3 мас.% Si)-полоске с размерами 120×5×0.39 мм, поверхность которой совпадала с плоскостью (110), а длинная ось – с осью [001]. Перемагничивание осуществлялось путем смещения 180-градусных ДГ. Выявление ДС проводили с помощью эффекта Керра, а ее поведение в процессе перемагничивания наблюдали на специальной установке [174, 175]. Как и отмечалось в предыдущем разделе, при наличии сдвига фаз между отдельными точками ДГ ее изгиб несколько иной, чем при его отсутствии. Интересно отметить, что с увеличением частоты сдвиг фаз уменьшается до нуля.

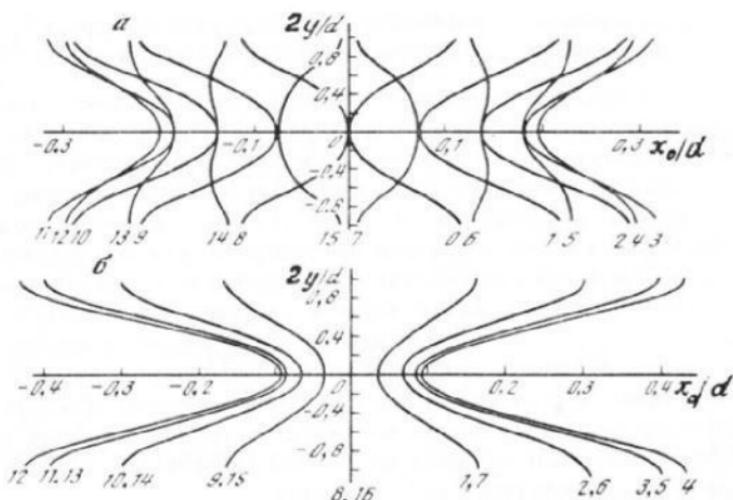


Рис. 12.4. Изменение формы ДГ в процессе динамического перемагничивания ( $B_m = 5 \cdot 10^4$  Гс)

*a* – при наличии сдвига фаз между отдельными точками колеблющейся доменной стенки,  $f = 20$  Гц; *б* – при отсутствии указанного сдвига фаз,  $D/d = 2.09$ ,  $f = 100$  Гц; кривые построены на основе экспериментального восстановления формы ДГ (описано в тексте). Цифры у кривых указывают последовательные положения стенки через равные промежутки времени  $\Delta t = T/16$  в течение периода  $T = \omega/2\pi$ .

Из рис. 12.4, *a* видно, что при наличии сдвига фаз доменная граница движется так, что ее концы всегда опережают среднюю часть. В результате в некоторый момент времени ДГ может иметь форму, изображенную кривой *O*. При увеличении времени из-за опережения поверхностными участками стенки ее среднего участка ДГ еще больше вытягивается, а ее средняя часть уходит от положения равновесия  $x_0/d = 0$  (1, 2). Далее поверхностные участки начинают тормозиться, и средний участок стенки начинает их догонять, растяжение стенки уменьшается (2, 3). После того как скорость поверхностных участков прошла через нуль и они начали двигаться в обратную сторону, средняя часть ДГ еще продолжает движение в прежнем направлении (4–6). Наконец, скорость средней части стенки также проходит через нуль и меняет знак. Так что вся ДГ начинает двигаться в направлении, противоположном первоначальному, и в этот момент она опять сильно растягивается (7–9). Далее процесс повторяется.

Если сдвига фаз  $\Delta_\phi$  нет, то изгиб ДГ протекает по-другому (рис. 12.4, *б*). В этом случае сначала также происходит растяжение ДГ и вся стенка, кроме того, сдвигается вдоль оси  $x$  (1–4). Начиная с какого-то момента движение ДГ вдоль  $x$  замедляется, и скорость ее меняет знак на обратный. При этом, поскольку все точки ДГ колеблются в одной фазе, растяжение ее уменьшается, стенка постепенно выпрямляется, двигаясь теперь в обратном направлении ( $-x$ ), и затем изгибаются в направлении, противоположном первоначальному направлению изгиба и продолжая двигаться вытягиваются. Дальше процесс повторяется.

#### 12.4. Влияние динамического изгиба доменных границ на вихревоковые потери многодоменного образца

Важно отметить, что данные о динамическом поведении доменных границ, рассмотренные в предыдущем разделе, были получены путем измерений, независимых от измерения вихревоковых потерь. В связи с этим мы можем воспользоваться результатами, описывающими форму доменных границ, и вычислить, согласно (12.13), мощность вихревоковых потерь в зависимости от частоты изменения индукции и ширины доменов. Сразу заметим, что в данном случае не удается получить столь же простых соотношений для  $W_B$ , какие были в ситуации с плоской доменной границей. В соответствии с этим расчеты  $W_B$  требуют использования вычислительной техники. Однако фактически все вычисления сводятся к простому табулированию  $W_B$  от частоты  $\omega$  и ширины доменов. Для того чтобы сказанное было более наглядным, мы выпишем соответствующее выражение для  $W_B$ , хотя оно и является достаточно громоздким. С этой целью, используя (12.14), представим (12.13) в виде

$$W_B = \frac{1}{\pi \rho_E} \frac{(\omega B_s d)^2}{c^2} \frac{D}{d} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n-1} \int_0^1 d\xi \int_0^1 d\eta A(\xi) A(\eta) \cos \frac{\pi}{2} \xi(2n-1) \times \\ \times \cos \frac{\pi}{2} \eta(2n-1) \left[ \frac{2D^+(\xi, \eta)}{D p_n a^+(\xi, \eta)} - \frac{I_1(p_n(D/2) a^+(\xi, \eta))}{\operatorname{sh}(p_n D)} + \right. \\ \left. + G^+(\xi, \eta) \frac{I_0(p_n(D/2) a^+(\xi, \eta))}{\operatorname{sh}(p_n D)} + 2 \frac{F_1^-(p_n(D/2) a^-(\xi, \eta))}{p_n(D/2) a^-(\xi, \eta)} D^-(\xi, \eta) + \right. \\ \left. + 2F_0^-(p_n \frac{D}{2} a^-(\xi, \eta) G^-(\xi, \eta)] + W_1 + W_2, \quad (12.26) \right]$$

где

$$W_1 = - \frac{1}{8 \rho_E} \left( \frac{\omega B_s d}{c} \right)^2 \int_0^1 d\xi \int_0^1 d\eta A(\xi) A(\eta) \left[ 1 - \frac{\xi + \eta}{2} - \frac{|\xi - \eta|}{2} \right] \times \\ \times \cos [\varphi_b(\xi) - \varphi_b(\eta)];$$

$$W_2 = \frac{1}{8 \rho_E} \left( \frac{\omega B_s d}{c} \right)^2 \int_0^1 d\xi \cdot \xi^2 \left[ \left( \int_0^1 A(\xi \eta) \cos \varphi_b(\xi \eta) d\eta \right)^2 + \right. \\ \left. + \left( \int_0^1 A(\xi \eta) \sin \varphi_b(\xi \eta) d\eta \right)^2 \right];$$

$$p_n = \frac{\pi}{d} (2n - 1)$$

и кроме того:  $A(\xi \eta) = A(x)|_{x=\xi \eta}$ ;  $\varphi_b(\xi \eta) = \varphi_b(x)|_{x=\xi \eta}$ ;

$$a^\pm(\xi \eta) = [A^2(\xi) + A^2(\eta) \pm 2A(\xi)A(\eta) \cos(\varphi_b(\xi) - \varphi_b(\eta))]^{1/2};$$

$$G^\pm(\xi, \eta) = \mp \frac{A(\xi)A(\eta)}{[a^\pm(\xi, \eta)]^2} \sin [\varphi_b(\xi) - \varphi_b(\eta)];$$

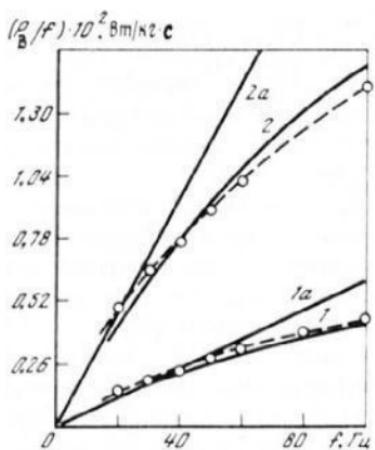


Рис. 12.5. Теоретические и экспериментальные зависимости вихревоковых потерь за цикл от частоты перемагничивания кристалла типа (110) [001] вдоль оси [001]

Сплошные кривые — теория [89], пунктир — эксперимент [89, 90, 181]; 1, 2 —  $B_m = 0,5$  и  $1,0$  Тл соответственно;  $D/d = 2,0$ ; 1a, 2a — рассчитаны по (10.51) [390]

Рис. 12.6. Теоретические зависимости вихревоковых потерь от относительного размера доменов, рассчитанные по [70] и [390] ( $a = 0, b = 2$ )

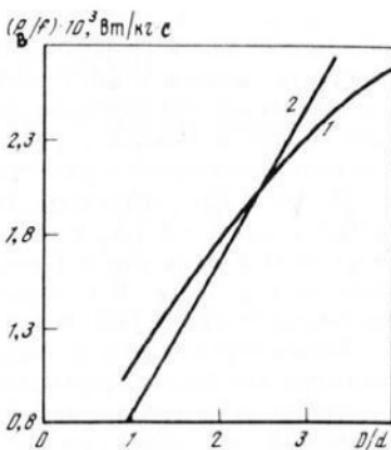
$$D^\pm(\xi, \eta) = -G^\pm(\xi, \eta) + \cos[\varphi_b(\xi) - \varphi_b(\eta)]:$$

$I_n(X)$  — функция Бесселя минимого аргумента  $n$ -го порядка;  $F_n^-(X)$  — неполные цилиндрические функции.

При получении (12.26) мы заменили  $\operatorname{cth}(p_n D)$  на 1, так как уже при  $n = 1$ ,  $D/d = 1$   $\operatorname{cth}(p_1 D) \approx 1.0037$ . Заметим, что при  $\Delta_\Phi = 0$   $W_1 + W_2 = 0$ . При  $\Delta_\Phi \neq 0$ , как показали численные расчеты, сумма  $W_1 + W_2$  пренебрежимо мала в сравнении с первой суммой в (12.26).

Используя данные предыдущего раздела, мы рассчитали по формуле (12.26) зависимости  $P_b/f$  от  $f$ . Результаты для двух значений индукции иллюстрирует рис. 12.5 (1 и 2), на который нанесены также экспериментальные данные [43, 72, 96], полученные на тех же образцах, на которых, кроме потерь, были измерены поверхностная и объемная индукции и сдвиг фаз между ними. Для сравнения приведены также прямые 1a и 2a, соответствующие результатам Прая и Бина. Видно хорошее совпадение теории с экспериментом.

Если параметр  $A_0$  в (12.21) равен нулю, то в отличие от предыдущего случая весь изгиб ДГ обусловлен только сдвигом фаз ( $\Delta_\Phi \neq 0$ ). В этом случае мощность вихревоковых потерь может быть больше потерь, рассчитанных для плоских ДГ. Реально это возможно лишь при достаточно больших сдвигах фаз  $\Delta_\Phi$ , соответствующих некоторым ограниченным интервалам значений  $D/d$ . Качественно это можно понять исходя из следующих соображений. Поскольку экспериментально задается лишь средняя по объему образца индукция, то амплитудное значение смещения некой фиктивной плоской доменной стенки, соответствующей средней индукции, будет меньше амплитудных значений смещения любых локальных участков изгибающейся ДГ. Это означает, что при фиксированной



частоте скорость движения всех точек доменной стенки, изгибающейся вследствие фазового опережения одних точек другими, будет выше, чем скорость движения фиктивной плоской ДГ, соответствующей средней по объему образца индукции. Это, в свою очередь, должно привести к тому, что потери, оцененные с учетом указанного изгиба, должны быть выше потерь, оцененных на основе представлений о плоской ДГ.

На рис. 12.6 приведены зависимости  $P_B/f$  от  $D/d$ , рассчитанная по (10.26) при  $b = 2$  ( $\Delta_\Phi = 61^\circ$ ), и для сравнения аналогичная зависимость, построенная по формуле Прая и Бина. Обращает на себя внимание нелинейный ход  $P_B/f$  от  $D/d$ , который качественно согласуется с экспериментальными данными [43], полученными при большом сдвиге фаз.

Таким образом, результаты, полученные в разд. 10.6 и 10.7, показывают, что при наличии периодической ДС нелинейную зависимость мощности потерь от частоты и ширины доменов можно связать с изгибом доменных границ. В частности, удается не только объяснить качественно нелинейную зависимость потерь от частоты и ширины доменов, но для простейшей ситуации добиться и хорошего количественного совпадения теории с экспериментом. Это позволяет утверждать, что выдвинутая в работе [441] гипотеза о возможности объяснения так называемых дополнительных потерь (см. гл. 9) на основе учета дисперсии магнитной проницаемости, обусловленной наличием доменной структуры, безусловно, является правильной. Однако для объяснения особенностей поведения вихревоковых потерь от частоты, а также от ширины доменов необходим учет не только самой по себе доменной структуры, но и ее динамического поведения.

Поскольку изложенные здесь представления относятся к сравнительно малым значениям амплитуды индукции, распространим их на большие значения  $B_m$  вплоть до индукций насыщения.

## 12.5. Зависимость вихревоковых потерь от амплитуды индукции в широком диапазоне ее изменения

Показано [170–172] (см. также гл. 11), что при перемагничивании образца вдоль оси легчайшего намагничивания 180-градусные доменные границы в зависимости от амплитуды индукции могут существовать на поверхности образца в течение всего периода перемагничивания, если  $B_m$  относительно невелики по сравнению с  $B_s$  (см. рис. 11.7), или только на части его, если  $B_m$  достаточно высокие (см. рис. 11.10). Было замечено также, что на зависимости вихревоковых потерь от  $B_m$  в логарифмических координатах наблюдается излом, указывающий на заметное изменение (увеличение) степени роста потерь по мере увеличения  $B_m$ . При сопоставлении указанной зависимости с характером изменения доменной структуры оказалось, что это происходит при критическом значении амплитуды индукции  $B_{mk}$ , при которой на поверхности образца впервые наблюдается склонение всех 180-градусных доменных границ. Поскольку дальнейшее поведение индукции на цикле происходит путем уменьшения внутренних доменов с противоположными направлениями  $M$  (см. схему 11.11, а), то ясно, что с этим процессом следует связывать более высокие скорости роста потерь с увеличением амплитуды индукции в области  $B_m > B_{mk}$ .

Таблица 12.2

Динамические параметры доменной структуры исследованного образца при различных  $B_m$  ( $B_{mk} = 1,4$  Тл,  $D/d = 3,4$ ) [75]

$B_m$ , Тл	$\Delta B_m$ , Тл	$\Delta\varphi$ , град	Фазы "схлопывания" и появления границ на поверхности, град*			
			$\varphi_1$	$\varphi_2$	$\varphi_3$	$\varphi_4$
0.8	0.42	13	-	-	-	-
1.0	0.48	12	-	-	-	-
1.2	0.45	7	-	-	-	-
1.4	0.65	-	72	107	-	-
1.5	0.55	-	55	113	-	-
1.6	0.45	-	62	117	249	290
1.7	0.35	-	58	121	241	298
1.8	0.25	-	51	128	246	298
1.9	0.15	-	52	127	240	299

\* Схемы на рис. 11.5, б. Точность определения  $\varphi_i \sim 3$  град.

Сопоставим экспериментальные зависимости вихревоковых потерь от амплитуды индукции с теоретическими расчетами, учитывающими количественные параметры динамики ДС в широком диапазоне изменения амплитуды индукции [75]. В теоретическом расчете, как и ранее (см. разд. 12.3), использован метод восстановления формы ДГ из экспериментальных данных по динамике ДС, на основе чего, принимая во внимание периодичность полосовой доменной структуры, рассчитываются вихревоковые потери [70, 72]. Как упоминалось, для восстановления формы границы в области  $B_m \leq B_{mk}$ , т.е. когда в течение всего цикла не происходит схлопывания границ на поверхности образца, необходимо было знать, кроме  $B_m$ , амплитуду поверхностной индукции и сдвиг фаз между поверхностной и средней индукциями. При  $B_m > B_{mk}$ , кроме того, надо знать при каждой величине  $B_m$  фазу схлопывания доменных границ на поверхности образца и фазовый интервал (обозначим его  $q_0$ ) однодоменного состояния поверхности за полупериод намагничивания. Таким образом, в этой области  $B_m$  при синусоидальном изменении средней индукции вихревоковые потери будут состоять из двух слагаемых, обусловленных, во-первых, смещением 180-градусных границ, произвольно изгибающихся по сечению листа (при  $B_m \leq B_{mk}$ ), и, во-вторых, процессом сжатия и расширения внутренних областей (при  $B_m > B_{mk}$ ) (см. рис. 11.11, а).

Конкретные экспериментальные динамические параметры для расчета потерь были получены на основе поведения ДС при высоких индукциях (подобно приведенному на рис. 11.10). Перемагничивание осуществлялось с частотой 20 Гц в широком диапазоне изменения значений. Такая низкая частота была взята с целью сохранения числа доменов, участвующих в перемагничивании образца, во всем диапазоне исследованных  $B_m$ . В табл. 12.2 приведены полученные при этом необходимые для расчета экспериментальные параметры.

Из таблицы видно, что чем выше  $B_m$ , тем раньше наступает "схлопыва-

Таблица 12.3

Обобщенные параметры поведения доменной структуры, используемые при расчете мощности вихревых потерь [75]

$B_m$ , Тл	$R$	$G_q$	$q_0$	$B_m$ , Тл	$R$	$G_q$	$q_0$
0,8	0,390	0,205	—	1,6	0,780	0,343	0,472
1,0	0,488	0,234	—	1,7	0,829	0,346	0,552
1,2	0,585	0,219	—	1,8	0,878	0,394	0,666
1,4	0,683	0,366	0,305	1,9	0,927	0,333	0,654
1,5	0,732	0,358	0,408				

ние" границ и тем позднее они появляются вновь, т.е. тем большую часть периода поверхность образца находится в однодоменном состоянии. Заметим, что длительность этого состояния на разных полуциклах может несколько различаться.

Для простоты расчета принималось, что фазы схлопывания и возникновения доменных границ на поверхности образца симметричны относительно  $\omega t = \pi/2$ , т.е.  $\pi/2 - \varphi_1 = \varphi_2 - \pi/2$ , а смещение границ — симметрично относительно положения их равновесия. При этом расчет можно было провести для одного полуцикла перемагничивания, а форма границы при  $B_m > B_{mk}$  может быть описана функцией вида

$$x_0(y, t) = D\{R + G_q [1 - (15/8)(1 - \xi^2)^2]\} \sin \omega t, \quad (12.27)$$

где  $R = B_m/B_s$ ;  $G_q = (1/\cos q_0) - R$ . Эти параметры, полученные на основании изучения динамики доменной структуры в области  $B_m > B_{mk}$  (см. табл. 12.2), были заложены в расчет потерь на ЭВМ. Их количественные значения приведены в табл. 12.3.

Результаты таких теоретических расчетов мощности вихревых потерь сопоставлены с экспериментальной зависимостью их от амплитуды индукции на рис. 12.7 (3 и 1 соответственно). Здесь же приведены

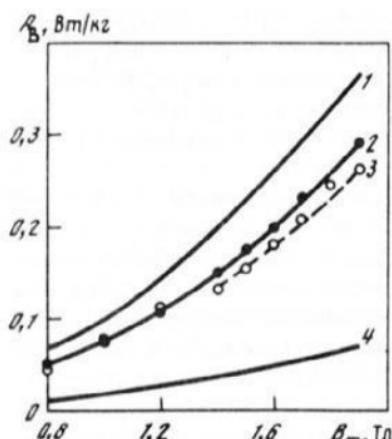


Рис. 12.7. Зависимость вихревых потерь от амплитуды индукции в кристалле (110)[001], перемагничиваемом вдоль оси [001] с частотой  $f = 60$  Гц ( $d = 0,3$  мм)

1 — эксперимент; 2—4 — рассчитаны соответственно по модели жестких стенок [390], с учетом сложного изгиба доменных границ [89, 90] и без учета доменной структуры

зависимости, рассчитанные по Праю и Бину (2) и по классическим представлениям (4). Из рисунка видно, что только кривая 3 удовлетворительно описывает экспериментальную кривую 1. При этом до  $B_m = 1.2$  Тл, при которых еще нет "схлопывания" доменных границ на поверхности образца, рассчитанные значения (светлые кружки) практически совпадают с экспериментальными (зачерненные кружки).

Таким образом, распространение метода расчета вихревоковых потерь с использованием произвольного динамического изгиба доменных границ в периодической доменной структуре на область высоких значений амплитуды индукции позволяет удовлетворительно описывать их экспериментальную зависимость от  $B_m$  в широком диапазоне изменения ее значений. Это означает, кроме того, что модель поведения доменной структуры на цикле перемагничивания в области повышенных значений средней индукции (рис. 11.11, а), заложенная в описанные расчеты, правильно отображает процессы в объеме образца.

При  $B_m = 1.4\text{--}1.9$  Тл расхождение между теорией и экспериментом составляло 10%. Оно может быть связано с разными причинами, прежде всего с вкладом в вихревоковые потери процессов формирования и уничтожения доменной структуры. Рассмотрим кратко этот вопрос.

## 12.6. Вклад в динамические потери процессов формирования доменной структуры

Вклад процессов формирования доменной структуры в динамические потери был впервые рассмотрен в работе [309] на основе принципа минимума производства энтропии. Полученное выражение позволяет оценить энергию, необходимую для образования доменных границ, исходя из экспериментальных данных по динамическому поведению ДС в области полей, близких к насыщающему. Такие оценки на основе результатов работы [308] дают удельную энергию, идущую на образование границ, около 17 эрг/см<sup>2</sup>, т.е. на порядок больше, чем общепринятая величина удельной граничной энергии. Они предсказывают в связи с этим заметный вклад в динамические потери рассматриваемых процессов.

В работе [420] измерением потерь на частных циклах перемагничивания в различных областях кривой намагничивания (в присутствии постоянного поля, доводящего образец до различных значений индукции) была выделена та их часть, которая обусловлена процессами зарождения и уничтожения доменных границ. Для убедительности в работе проводились наблюдения и за динамикой ДС, которые показали, что формирование и рост областей с обратной намагниченностью происходят с довольно большими скоростями. Поскольку по результатам работ [171, 172] скорости роста зародышей на 2 порядка выше, чем скорости колебания границ в развитой доменной структуре, возможны в этой области намагниченостей заметные потери и на вихревые токи. Они, по данным работы [420], составляют до 20% тех, которые связаны только с процессами смещения доменных границ в развитой ДС. Потери, обусловленные только зарождением и аннигилиацией доменных границ (при индукциях 0,9  $M_s$  и выше), оказываются того же порядка.

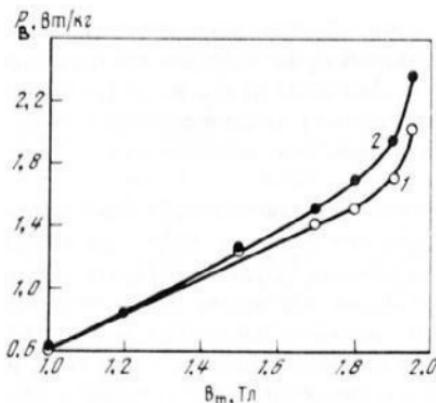


Рис. 12.8. Зависимость вихревоковых потерь от амплитуды индукции [172]

1 – рассчитана с учетом средней скорости смещения 180-градусных границ;  
2 – эксперимент ( $f = 60$  Гц,  $d = 0,3$  мм)

Изучение поведения ДС в широком диапазоне изменения амплитуды индукций вплоть до  $B_m$ , близких к насыщению ( $B_m \approx 4\pi M_s$ ), и определение на основе его результатов скоростей протекания различных процессов [75, 170, 174]) позволяет оценить вклад по вихревоковому механизму в потери процессов формирования и уничтожения ДС. На рис. 12.8 приведены кривые зависимости вихревоковых потерь от  $B_m$  экспериментальной (2) и рассчитанной (1) на основе средних скоростей смещения 180-градусных границ в развитой ДС. Видно, что с ростом  $B_m$  вплоть до 1.5 Тл эти кривые практически совпадают, и далее заметно расходятся и тем больше, чем выше  $B_m$ . При  $B_m \approx 1.9$  Тл их расхождение составляет около 17%. Оценка вклада в вихревоковые потери процессов уничтожения и формирования ДС показывает, что с этими процессами связана большая половина указанного расхождения [172].

Суммируя сказанное, можно заключить, что учет при теоретических расчетах вихревоковых потерь, фактического поведения полосовой ДС в поляризованном вдоль ОЛН переменном поле позволяет в этом простейшем случае описать их экспериментальные зависимости от условий перемагничивания, не оставляя места для так называемых дополнительных потерь неизвестной природы.

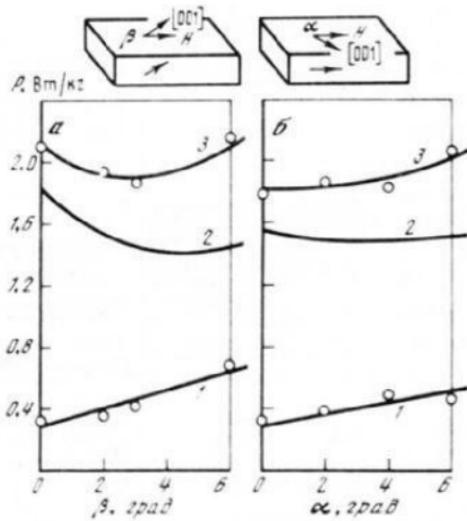
Рассмотрим далее влияние ориентационных особенностей монокристаллических образцов и некоторых внешних воздействий и факторов на вихревоковые потери. Выяснение этих вопросов позволяет указать физически обоснованные пути снижения потерь в электротехнических стальных, в частности в высокоанизотропных, за счет сознательного воздействия на доменную структуру и ее динамику.

### 12.7. Ориентационная зависимость электромагнитных потерь с учетом динамики доменной структуры в (Fe – 3 мас.% Si)-кристаллах

Простейшая ситуация, рассмотренная в предыдущих разделах, в чистом виде встречается чрезвычайно редко. В электротехнических материалах, даже с высокой степенью совершенства кристаллографической текстуры, оси легчайшего намагничивания кристаллитов отклонены на некоторый

Рис. 12.9. Зависимость потерь в монокристаллах типа (110) [001] от величины углов  $\beta$  ( $\alpha = 0$ ) и  $\alpha$  ( $\beta = 0$ ) [40]

$1-3$  – соответственно гистерезисные, вихревоковые и суммарные потери;  $B_m = 1.7$  Тл,  $f = 60$  Гц



угол от оси текстуры, вдоль которой обычно перемагничиваются сердечники в технических устройствах. Поэтому, как правило, перемагничивание происходит непараллельно ОЛН кристаллитов и в магнитотрехосных ферромагнетиках, каким является кремнистое железо, осуществляется при значительном участии смещений 90-градусных границ. Это должно отражаться и на мощности электромагнитных потерь. Исследуем электромагнитные потери в кристаллах, близких по ориентации к (110) [001]. Рассмотрим случаи, когда перемагничивающее поле составляет с осью [001] небольшие углы ( $< 10^\circ$ ). Будем их характеризовать либо степенью поворота плоскости листа от кристаллографической плоскости (110) вокруг оси [011] (величиной угла  $\beta$ ), либо величиной угла  $\alpha$  между полем и осью [001] в плоскости (110) (или ее проекцией на плоскость листа) [40, 41, 96, 377, 408, 420].

На рис. 12.9 приведены схематическое изображение ориентации исследованных образцов и зависимости суммарных, вихревоковых и гистерезисных потерь от величины углов  $\beta$  (рис. 12.9.а) и  $\alpha$  (рис. 12.9.б). Видно совершенно различное поведение суммарных электромагнитных потерь в двух рассматриваемых ситуациях: с увеличением угла  $\alpha$  потери только увеличиваются, тогда как с увеличением угла  $\beta$  они вначале уменьшаются, при  $\beta \approx 2-3^\circ$  становятся минимальными и далее начинают увеличиваться. Указанное уменьшение потерь весьма существенно и составляет по отношению к потерям в образце с идеальной ориентацией ( $\alpha = \beta = 0$ ) от 10 до 30% в зависимости от величины амплитуды индукции и толщины образца. В более толстых образцах уменьшение потерь при одинаковых условиях перемагничивания несколько больше, что видно из табл. 12.4.

Из рис. 12.9 также видно, что описанное различие в поведении суммарных потерь связано главным образом с разным качественным изменением вихревоковой составляющей, представляющей собой разность между суммарными и гистерезисными потерями. В серии образцов, различающихся

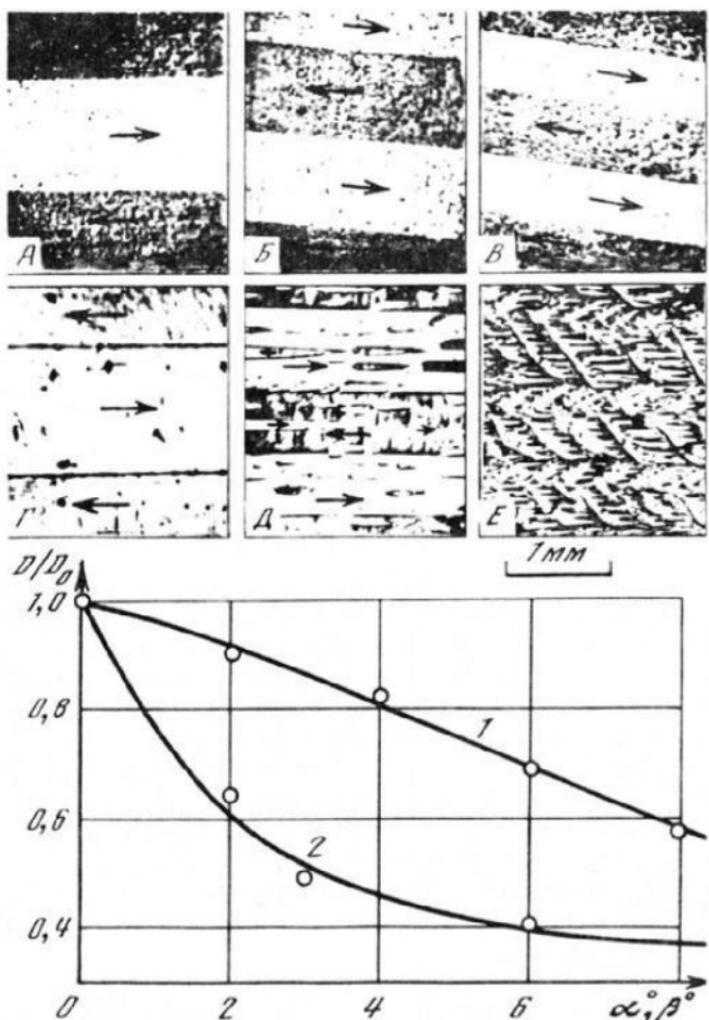


Рис. 12.10. Вид поверхностной доменной структуры в размагниченных кристаллах типа (110) [001] разной ориентации и зависимость относительной ширины доменов от величины углов  $\alpha$  (1) и  $\beta$  (2) [40].

$A, B, C - \alpha, \text{град: } 0, 4 \text{ и } 8 (\beta = 0); D, E - \beta, \text{град: } 0, 4, 6 (\alpha = 0)$

Таблица 12.4

Электромагнитные потери при  $\beta = 0-3^\circ$   
в образцах разной толщины,  $f = 60 \text{ Гц}$  [41]

Толщина образцов, мм	$P_{1,0/60}, \text{Вт/кг}$			$P_{1,5/60}, \text{Вт/кг}$		
	$\beta = 0$	$\beta = 3^\circ$	Изменение, %	$\beta = 0$	$\beta = 3^\circ$	Изменение %
0,37	0,63	0,53	16	1,34	1,21	10
0,45	0,87	0,62	29	1,67	1,37	18

ся по углу  $\beta$ , она в интервале углов  $0-3^\circ$  резко уменьшается и далее мало меняется (кр. 2 на рис. 12.9, а), тогда как в серии образцов, различающихся по  $\alpha$ , вихретоковая часть во всем рассматриваемом интервале изменения  $\alpha$  очень слабо меняется (кр. 2 рис. 12.9, б). Гистерезисная составляющая с увеличением рассматриваемых углов только увеличивается, причем с ростом  $\beta$  даже несколько круче, чем с ростом  $\alpha$ . В связи с этим поведение суммарных потерь в образцах, различающихся по  $\alpha$ , качественно определяется ориентационной зависимостью гистерезисных потерь, а различающихся углом  $\beta$  — поведением либо вихретоковой составляющей в области углов  $0-3^\circ$ , где она резко снижается, либо гистерезисной — в области углов  $\beta > 3^\circ$ , где она, как и в образцах, различающихся по углу  $\alpha$ , заметно растет. Отметим, что квазистатические свойства образцов с увеличением и  $\beta$  и  $\alpha$  изменяются идентично: коэрцитивная сила увеличивается, а максимальная проницаемость уменьшается.

Весь комплекс поведения потерь в описанных ситуациях станет понятен, если обратиться к зависимостям от  $\alpha$  и  $\beta$  размерных параметров ДС, в значительной мере контролирующих мощность вихретоковой составляющей (см. гл. 10). На рис. 12.10 представлены изменения относительной ширины основных доменов при увеличении  $\alpha$  и  $\beta$ , полученные на основании наблюдений поверхностной ДС рассматриваемых образцов (A-B, Г-Е). Видно, что с ростом  $\alpha$  (1) ширина их уменьшается менее значительно, чем с ростом  $\beta$  (2). В последнем случае, кроме того, как показано в гл. 11, наблюдается интенсивное дробление ДС в процессе самого динамического перемагничивания (см. рис. 11.7.А-В), тогда как в первом — такое дробление может отсутствовать (см. рис. 11.7.Г-И) или происходить существенно слабее, чем во втором.

Итак, описанные здесь результаты показывают, что влияние на потери небольших отклонений магнитного поля от оси легчайшего намагничивания образца зависит от характера этого отклонения: разориентация их в плоскости листа только увеличивает суммарные потери, а разориентация, связанная с выходом указанной оси из плоскости листа, приводит вначале к заметному снижению потерь и лишь далее к их увеличению. Существует некая критическая величина угла между осью легчайшего намагничивания и плоскостью листа, при которой суммарные потери оказываются минимальными. Теоретическое описание вихретоковых потерь в этом случае пока отсутствует, да оно и затруднено, поскольку не всегда достаточно полно может быть учтено динамическое поведение ДС.

В рассматриваемом плане представляется интересным также учет влияния динамики доменных структур, существующих около немагнитных включений, на гистерезисную составляющую электромагнитных потерь. Такие исследования были выполнены в [404]. При этом была найдена зависимость гистерезисной составляющей потерь от частоты и показано, что в (Fe-3 мас.% Si)-пластинах толщиной 0.3 мм и с шириной доменов 1 мм гистерезисные потери могут быть больше вихретоковых только в области частот, меньших 19 Гц. В области частот 50 Гц вихретоковая составляющая может в несколько раз превосходить гистерезисную. Частотная зависимость гистерезисных потерь подробно исследовалась в работе [36]. Данные о вкладе в потери необратимых смещений ДГ можно найти в работах [245, 246].

## 12.8. Анизотропия электромагнитных потерь, связанная с динамической перестройкой ДС в монокристаллических (Fe-Si)-пластинах с плоскостью поверхности типа (110)

В данном разделе мы рассмотрим электромагнитные потери в монокристаллических (Fe-3 мас.% Si)-образцах, вырезанных в виде длинных и узких полосок таким образом, что их наибольшая сторона, вдоль которой поляризовано внешнее переменное магнитное поле, ориентирована под некоторым углом  $\alpha$  к оси [001], лежащей в плоскости образца, совпадающей с кристаллографической плоскостью (110). Фактически зависимость потерь от угла  $\alpha$  уже анализировалась в предыдущем разделе. Однако в отличие от приведенных там результатов, которые относились лишь к малым углам ( $\alpha \leq 10^\circ$ ), здесь мы рассмотрим зависимость потерь от  $\alpha$  во всей области изменения углов от 0 до  $90^\circ$ .

В ранних работах по указанному вопросу сообщались результаты измерения потерь калориметрическим методом вдоль основных кристаллографических осей ([001], [110], [111]) монокристаллов Fe - 3 мас.% Si в виде дисков [65, 444]. В первой из них утверждалось, что вихревоковые потери не зависят от направления перемагничивания, тогда как гистерезисные имеют определенную зависимость: вдоль оси [001] они составляли  $1/3$  от значений, примерно равных друг другу в двух других упомянутых направлениях. Во второй работе была обнаружена заметная разница в суммарных потерях вдоль осей [110] и [111], при том различная в разных областях значений  $B_m$ : в области  $B_m \leq 0.7-0.8$  Тл  $P_{[111]} < P_{[110]}$ , а в области  $B_m > 0.9$  Тл  $P_{[110]} < P_{[111]}$ , т.е. оси [110] и [111] по мощности потерь менялись местами. Объяснений этих закономерностей на основе поведения ДС не давалось.

В работах [89, 90, 181] исследовали образцы в виде полосок  $120 \times 5 \times 0.22-0.26$  мм, вырезанных под различными углами  $\alpha$  к оси [001] из

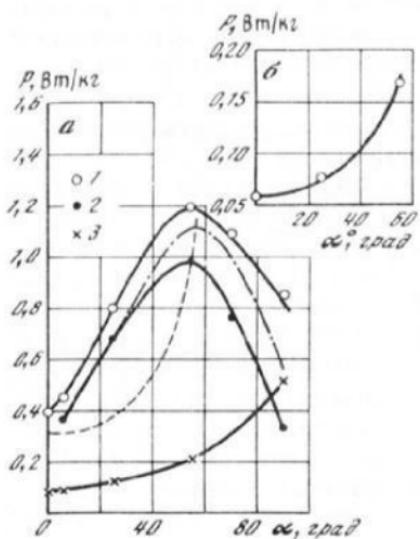


Рис. 12.11. Анизотропия суммарных (1), вихревоковых (2) и гистерезисных (3) потерь в кристаллах типа (110) [001] [90, 287]

Штрихпунктир — теоретически рассчитанные вихревоковые потери с учетом доменной структуры [70, 71]; пунктир — рассчитанные по формуле  $P_e \sim \cos^{-2} \alpha$  [261]

одного кристаллита, плоскость которого совпадала с плоскостью (110), а их ДС в размагнченном состоянии представляла собой систему сквозных по сечению образца доменов, разделенных 180-градусными ДГ, параллельными осям [001]. Для удобства сравнения между собой результатов, полученных на образцах с разным значением угла  $\alpha$ , следили за тем, чтобы отношение средней ширины основных полосовых доменов к толщине листа в размагнченных образцах было примерно одинаково и не изменялось в процессе их перемагничивания. Это условие возможно было выдержать в образцах с  $\alpha \leq 55^\circ$  при  $B_m \leq 1.0$  Тл, где  $D/d$  составляло 3.2–3.5.

На рис. 12.11 приведены зависимости мощности удельных суммарных, вихревоковых и гистерезисных потерь от угла  $\alpha$  соответственно при  $B_m = 0.75$  и  $0.25$  Тл ( $f = 60$  Гц). Видно, что она при  $B_m = 0.75$  Тл с увеличением  $\alpha$  от  $0$  до  $90^\circ$  изменяется немонотонно: потери сначала резко увеличиваются, при  $\alpha = 55^\circ$  (вдоль оси [111]) достигают максимального значения, а затем уменьшаются. При этом вихревковые потери вдоль оси [110] находятся на уровне таковых вдоль оси [001]. Аналогичное соотношение было получено на поликристаллических высокотекстурованных образцах в аппарате Эпштейна [54].

В разд. 7.2 было показано, что монокристаллическая пластина магнитотрехосного ферромагнетика, поверхность которой совпадает с кристаллографической плоскостью типа [110], а ОЛН, лежащая в плоскости листа, составляет угол  $\alpha$  с боковыми гранями полоски, перемагничивается вдоль последних не движением ДГ исходной ДС, а путем возникновения и развития новой, более мелкой ДС.

В динамическом режиме при частотах порядка  $< 100$  Гц и при не слишком больших амплитудах индукции ( $\leq 1$  Тл) перестройка ДС идет точно так же, как и в квазистатическом (см. разд. 11.5). Напомним (см. разд. 7.3), что прорастание новой (вторичной) ДС сопровождается смещением 90-градусных границ (см. рис. 7.7, E, участки типа  $aa'c'c$ ,  $dbnk$  на схеме  $B$  и  $acc'def$ ,  $gmnpp'd$ ), разделяющих основные домены 2 (невыгодно ориентированные относительно поля) и прорастающие 3, 4, а также смещением 180-градусных ДГ (111) (участки  $abcd$  на схеме  $B$  и  $abc$  на схеме  $E$  того же рисунка), отделяющих основные домены 2' от прорастающих 1'.

Строго рассчитать мощность вихревоковых потерь в данном случае сложно, а потому мы найдем ее приближенно, не делая различия между 90- и 180-градусными ДГ, отделяющими прорастающие домены от основных, а рассматривая некий единый фронт прорастающих доменов.

Мысленно рассечем области, занятые прорастающими доменами, плоскостью, перпендикулярной поверхности образца и направлению прорастания. Обозначим полную площадь сечения буквой  $S_D$ , а площадь сечения (этой же плоскостью) прорастающих доменов, отделенных от основных границами II и III – буквой  $S_n$  ( $n = 1, 2$  соответствуют случаям ДС I и ДС II (см. разд. 7.3)). Будем считать, что  $P_B^T \sim S_n$  и, согласно (10.20),  $P_B^T \sim \overline{v^2}$ , где черта над  $v^2$  обозначает усреднение по периоду изменения скорости  $v$  смещения фронта прорастающих доменов. Учитывая сказанное, запишем

$$P_B^T = \kappa_D \frac{d^2 B_s^2}{\rho_E c^2} \overline{v^2} \frac{S_n}{S_D} \frac{1}{l_A^2}, \quad (12.28)$$

где  $\kappa_D d^2 B_s^2 / (\rho_E c^2 S_D l_\Lambda^2)$  – некий неизвестный коэффициент пропорциональности, в котором  $S_D l_\Lambda^2$  ( $l_\Lambda$  – ширина образца полоски) выделено для удобства, а  $d^2 B_s^2 / \rho_E c^2$  – для придания  $\bar{P}_b^T$  вида, аналогичного (10.20). Фактически неизвестным является коэффициент  $\kappa_D$ , который эффективно должен учитывать сложную структуру движущегося фронта. Величину  $\kappa_D$  мы будем рассматривать как подгоночный параметр.

Определим скорость движения прорастающего фронта. С этой целью учтем, что с приложением внешнего магнитного поля вдоль длиной стороны образца результирующая намагниченность будет ориентирована вдоль этой оси, чему способствует анизотропия формы пластины. Сказанное подтверждается непосредственными экспериментальными измерениями индукции поперек и вдоль длиной оси образца, из которых следует, что в процессе намагничивания ДС разрастается таким образом, что суммарная индукция в исследуемой области ее значений всегда лежит вдоль длиной стороны пластины (параллельно  $\mathbf{H}$ ). Это позволяет записать

$$B_b = B(t) \cos \alpha, \quad B_c = \sqrt{2} B(t) \sin \alpha. \quad (12.29)$$

где  $B_b$  и  $B_c$  – индукции, обусловленные прорастанием  $B$ - и  $C$ -доменов соответственно;  $B(t)$  – мгновенное значение полной индукции. Выражая  $B_b$  и  $B_c$  через параметры моделей ДС1 и ДС2, получим для ДС1

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{3}}{6} \frac{l_n}{l_\Lambda} [3(\Delta d) + 2G_h] &= \frac{B(t)}{B_s} \cos \alpha, \\ \frac{\sqrt{6}}{12} \frac{l_n}{l_\Lambda} [2\sqrt{3} - 3(\Delta d) - 4G_h] &= \frac{B(t)}{B_s} \sin \alpha, \end{aligned} \quad (12.30)$$

где

$$\Delta d = (d_1 - d_2)/d; \quad G_h = (d_2^2 - h_D^2)/[d(d_1 + d_2)]. \quad (12.31)$$

Для ДС2 получаются уравнения (12.30), в которые вместо  $G_h$  будет входить величина  $G_0 = G_h|_{h_D=0}$ . В (12.30) и (12.31)  $l_n$  – суммарная ширина области, заполненной прорастающей ДС, с учетом двух краев образца;  $d_1$  и  $d_2$  – видимые на поверхности образца поперечные размеры прорастающих доменов, широких и узких соответственно (см. рис. 7.9, *B-E*). Согласно рис. 7.9, *B-E*:

$$d_2 = 2\sqrt{3}d - 3d_1 + 4h_D, \quad \text{DC 1}; \quad (12.32)$$

$$d_2 = 2\sqrt{3}d - 3d_1 - 2\sqrt{3}h_0, \quad \text{DC 2}. \quad (12.33)$$

Этих уравнений недостаточно для самосогласованного определения всех неизвестных:  $l_n$ ,  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $h_D$ , а потому выразим  $l_n$  через  $d_1$  и  $d_2$ , которые найдем из экспериментов. В принципе  $l_n$  можно найти из любого уравнения (12.30), однако более удобное для дальнейшего выражение получается, если скомбинировать указанные уравнения. Имеем

$$l_n = \sqrt{3}l_\Lambda \frac{\cos(\alpha - \alpha_c)}{1 - g_n} \frac{B(t)}{B_s}, \quad n = 1, 2, \quad (12.34)$$

Таблица 12.5

Параметры доменной структуры и мощность электромагнитных потерь в монокристаллических полосчатых (Fe – 3 мас.% Si)-образцах с плоскостью поверхности (110) и с большой стороной, наклоненной под углом  $\alpha$  к оси [001]

$\alpha$ , град	$d$ , мм	$d_1$ , мм	$d_2$ , мм	$B_m = 0.75$ Тл	
				$P_B^T$ , Вт/кг	$P_B$ , Вт/кг (теория)
25	0.25	0.39	0.28	0.68	0.68
55	0.22	0.28	0.28	1.17	0.98
70	0.25	0.15	0.21	1.01	0.77
90	0.26	0.10	0.13	0.57	0.33

где

$$g_n = \frac{d_2^2 - \delta_{1n}(d_2 + 3d_1 - 2\sqrt{3}d)^2/4}{(d_1 + d_2)d} \cdot \frac{\sqrt{3}}{3}; \quad (12.35)$$

$\delta_{1n}$  – символ Кронекера.

Наблюдения за прорастающей ДС при квазистатическом перемагничивании показывают, что ширина прорастающих доменов (т.е.  $d_1$  и  $d_2$ ) практически не меняется вплоть до индукции 11–12 кГц, при которой вся поверхность оказывается заполненной проросшей ДС. В экспериментах [89] амплитудное значение было не больше 10 кГц, поэтому зависимость  $I_n$  от  $t$  определяется практически только  $B(t)$ , а  $d_1$  и  $d_2$  можно взять из квазистатических измерений. Используя сказанное, считая, что  $B(t) = B_m \cos \omega t$ , определяя  $v_n$  как  $\frac{1}{2} dI_n/dt$  и производя усреднение  $v_n^2$  по периоду  $2\pi/\omega$ , получим

$$\bar{v}_n^2 = \frac{I_A^2}{24} \left( \frac{B_m}{B_s} \right)^2 \omega^2 \frac{\cos(\alpha - \alpha_c)}{(1 - g_n)^2}. \quad (12.36)$$

Вычисления  $S_n/S_D$  приводят к

$$S_n/S_D = 1 - g_n/2. \quad (12.37)$$

Используя (12.36), (12.37), согласно (12.28), получим

$$P_B^T = \frac{\kappa_D}{24} \omega^2 \left( \frac{d^2 B_m^2}{\rho_E c^2} \right) \frac{1 - g_n/2}{(1 - g_n)^2} \cos^2(\alpha - \alpha_c). \quad (12.38)$$

Таким образом,  $P_B^T$  удается выразить через  $\alpha$  и экспериментально измеренные значения  $d$ ,  $d_1$ ,  $d_2$ , которые для исследуемых (Fe – 3 мас.% Si)-образцов были найдены в работе [89] (табл. 12.5). Используя данные таблицы при  $\alpha = 25$ , можно из (12.38) найти  $\kappa_D$ , потребовав совпадения для этого угла  $P_B^T$  с экспериментально измеренными значениями, и далее вычислить  $P_B^T$  для образцов с другими  $\alpha$ . Результаты вычисления для  $B_m = 0.75$  Тл приведены на рис. 12.11 штрихпунктирной кривой. Здесь же нанесены и

экспериментальные данные для вихревоковой составляющей электромагнитных потерь (сплошная кривая, проведенная через черные точки). Видно, что экспериментальные и рассчитанные кривые качественно согласуются. Количественные расхождения, по-видимому, связаны с грубостью оценок.

Физическую суть поведения  $P_b^T$  можно пояснить следующим образом. Относительный вклад в индукцию образца от вновь прорастающих доменов 3, 4 при  $\alpha \leq 55^\circ$  (см. рис. 7.7) меньше, а при  $\alpha > 55^\circ$  больше, чем вклад доменов 3, 1. Причем вклад первых с увеличением  $\alpha$  в области  $\alpha \leq 55^\circ$  растет медленнее, а в области  $\alpha > 55^\circ$  — быстрее, чем падает вклад вторых. Тогда при условии постоянства  $B_m$  в исследуемых образцах глубина прорастания фронта с увеличением  $\alpha$  в области  $\alpha \leq 55^\circ$  должна увеличиваться, а в области  $\alpha > 55^\circ$  — уменьшаться, что при данной постоянной для всех образцов частоте перемагничивания будет приводить в случае  $\alpha \leq 55^\circ$  к росту, а в случае  $\alpha > 55^\circ$  к уменьшению средней скорости смещения ДГ, участвующих в перемагничивании, квадрату которой пропорциональна мощность вихревоковых потерь.

В заключение заметим, что если обобщить результаты Прая и Бина [390] на случай переменного магнитного поля, поляризованного под углом к ОЛН, то  $P_{\text{П.Б}} \sim 1/\cos^2 \alpha$ . Эта кривая нанесена на рис. 12.11 (штриховая) в предположении, что  $B_m$  в направлении приложенного внешнего магнитного поля остается постоянной при всех значениях  $\alpha$ . При малых  $B_m$  (0,25 Тл) потери, рассчитанные по закону  $1/\cos^2 \alpha$ , качественно согласуются с экспериментом (вставка на рис. 12.11). При больших  $B_m$  нет ни качественно, ни количественно согласия с законом  $1/\cos^2 \alpha$ , следующим из теории Прая и Бина.

Таким образом, можно сказать, что учет доменной структуры и ее фактического поведения в магнитном поле позволяет объяснить все основные, даже очень сложные особенности поведения вихревоковых потерь в магнитотрехосных ферромагнетиках.

## 12.9. Некоторые текстурно-размерные аспекты формирования электромагнитных потерь в электротехнических сталях

Полученные на монокристаллах результаты выявляют, с одной стороны, непосредственную роль магнитной доменной структуры в формировании магнитных свойств (Fe—Si)-сплавов, с другой — ее чрезвычайную чувствительность к внешним воздействиям и условиям перемагничивания образцов. Эти обстоятельства указывают на возможность сознательного влияния на магнитные свойства технических железокремнистых сплавов путем управления видом и поведением ДС через структурные параметры материала.

В данном разделе рассмотрим влияние на доменную структуру и электромагнитные потери в листовых текстурованных электротехнических сталях таких структурных параметров, как степень совершенства кристаллографической текстуры и размер кристаллического зерна.

Влияние кристаллической текстуры на магнитные свойства магнитных материалов, как известно (что обсуждалось уже в начале моногра-

фии), непосредственно связано с существованием в ферромагнетиках кристаллографической магнитной анизотропии, выделяющей в кристалле определенные оси, вдоль которых процессы намагничивания происходят с наибольшей легкостью (оси легкого намагничивания) [2, 21–23]. В магнитно-трехосных ферромагнетиках такими осями являются ребра куба [100]. Отсюда ясно, что если отдельные кристаллиты будут располагаться относительно друг друга так, что эти оси окажутся параллельными какому-то направлению в листе (или близки к нему), то магнитные свойства в данном направлении будут наилучшими.

Технически такую ситуацию в листовых железокремнистых сплавах впервые удалось осуществить в начале 40-х годов Госсу. Он получил текстуру, в которой кристаллографические плоскости {110} располагались вблизи плоскости листа, а кристаллографические оси <100> – вблизи оси холодной прокатки, которой подвергался материал перед отжигом. Эта ось становится осью текстуры. Такая текстура обозначается обычно как текстура типа (110) [001].

Степень совершенства текстуры определяется средним отклонением осей легкого намагничивания кристаллитов от оси текстуры и часто оценивается по величине индукции в образце или его проницаемости в определенном магнитном поле ( $B_{2500}$  и  $B_{800}$  соответственно в поле 2500 или 800 А/м или  $\mu_{800}$ ) [52, 351, 355, 409, 474, 475].

Технология получения текстурированной электротехнической стали в последние 15–20 лет непрерывно совершенствовалась (см. напр.: [241, 327, 394, 426, 449]), при этом была значительно повышена и степень совершенства текстуры. В настоящее время выпускается технический материал со средним отклонением осей легкого намагничивания кристаллитов от оси текстуры  $\sim 3^\circ$ ,  $B_{800} \approx 1.94\text{--}1.97$  Тл (см. напр.: [394]). Трансформаторы, изготовленные из такого материала, обладают наиболее низкими мощностями потерь в сердечнике, величинами тока его возбуждения и уровня шума [352].

Попытки установить непосредственную корреляцию между потерями и степенью совершенства текстуры в относительно толстых листах ( $d \geq 0.2$  мм) предпринимались во многих цитированных работах. Качественно показано, что увеличение степени совершенства текстуры всегда сопровождается снижением суммарной мощности потерь, которое связано главным образом со снижением гистерезисной составляющей. Однако получение надежных количественных корреляций было весьма затруднительно, поскольку на них одновременно с текстурой оказывают влияние другие факторы – размер зерна, чистота материала, совершенство кристаллической решетки и т.п.

В работе [274], в которой степень совершенства текстуры характеризовалась дисперсией распределения зерен по углам  $\alpha$  и  $\beta$ , представляющим соответственно отклонение осей их легкого намагничивания от оси текстуры в плоскости листа и поворота их от этой плоскости, была выявлена линейная связь между проницаемостью  $\mu_{800}$  и квадратом дисперсии по углу  $S_\alpha^2$  (чем меньше  $S_\alpha^2$ , тем выше  $\mu_{800}$ ). Это указывало на правомерность использования последней в качестве меры степени совершенства структуры, которой сейчас широко пользуются в зарубежной литературе. При этом была значительной также корреляция между суммарными

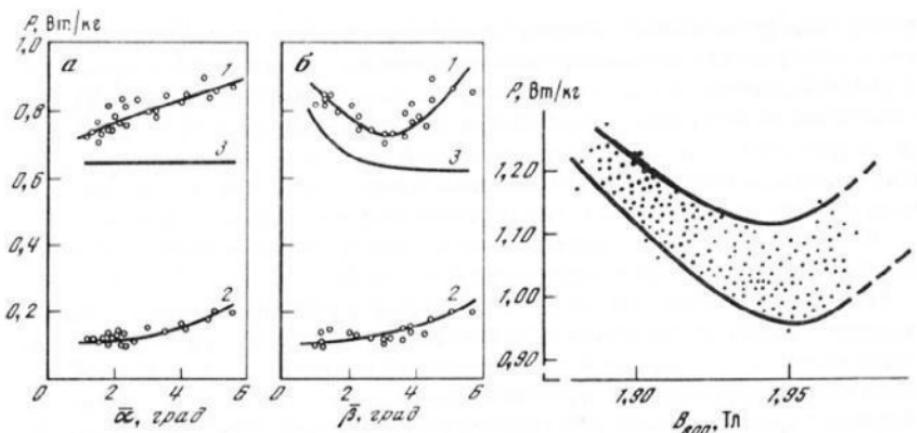


Рис. 12.12. Зависимость потерь в высокоанизотропных образцах электротехнической стали от среднего угла разориентации осей [001] кристаллов относительно оси текстуры [44].

$a$  – от угла  $\bar{\alpha}$  ( $\beta = 0$ );  $b$  – от угла  $\bar{\beta}$  ( $\alpha \sim 0$ );  $B_m = 1,0$  Гл,  $f = 60$  Гц,  $d = 0,3$  мм; 1 – суммарные; 2 – гистерезисные; 3 – вихревоковые потери

Рис. 12.13. Влияние степени совершенства кристаллографической текстуры на магнитные потери в сталях НВ [394]

электромагнитными потерями и  $S_\alpha^2$ . В то же время корреляция между потерями и  $S_\beta^2$  обнаруживалась только в случаях, когда угол  $\beta$  превышал  $9^\circ$  и когда такие кристаллиты составляли в образце не меньше 10%. Эти кристаллиты выявлялись по виду поверхностной структуры, имеющей при указанных углах  $\beta$  сложную паутинообразную картину [210, 386]. Корреляция нарушалась, если таких кристаллитов в образце было меньше 10%. Не было выявлено также влияние на электромагнитные потери кристаллитов с  $\beta < 8-9^\circ$ , на поверхности которых дополнительная структура имеет относительно простой вид ("кинжалы", "капли", "гребенки" и др.) [210, 386]. В настоящее время ясно, что причиной этого является недостаточная общая степень совершенства кристаллической текстуры исследуемых образцов.

Этот вопрос был проанализирован в работе [44] на образцах высоко-текстурированной стали в области, где средние отклонения осей легкого намагничивания от направления поля по  $\bar{\alpha}$  и  $\bar{\beta}$  не превышали соответственно  $6$  и  $3^\circ$ . Результаты анализа, как и в случае монокристаллов (12.7), выявили различный характер поведения электромагнитных потерь с уменьшением средних значений этих углов (рис. 12.12): при уменьшении  $\bar{\alpha}$  мощность суммарных потерь уменьшалась; при уменьшении угла  $\bar{\beta}$ , как и в монокристаллах, сначала уменьшалась, достигала минимальных значений и затем увеличивалась. При этом гистерезисные потери только уменьшались, а вихревоковые – или увеличивались (с уменьшением  $\bar{\beta}$ ), или мало изменились (с уменьшением  $\bar{\alpha}$ ). Поверхностная доменная структура в большинстве кристаллитов у образцов, обладающих минимальными потерями,

имела вид "капель". Это означает, что оптимальные отклонения оси легкого намагничивания от поверхности образца составляют не более 2–3° [210, 386].

Статистические исследования, проведенные в работе [394], показали аналогичную немонотонную зависимость суммарных потерь от параметра  $B_{800}$  в высокоанизотропных крупнокристаллических электротехнических сталях типа Н1-В (рис. 12.13). Видно, что минимум  $P_{1,750}$  в крупнокристаллической стали достигается при  $B_{800} \approx 1.95$  Тл. Дальнейшее повышение степени совершенства кристаллографической текстуры приводит к увеличению суммарных потерь. Это увеличение, по-видимому, связано с ростом количества зерен с совершенной ориентацией типа (110) [001], доменная структура которых состоит в основном из полосовых, относительно широких доменов, разделенных 180-градусными границами и в связи с этим обладающих повышенной мощностью вихревоковых потерь. Таким образом, повышение степени совершенства кристаллографической текстуры не всегда сопровождается уменьшением (при данном составе и чистоте материала) мощности электромагнитных потерь в текстуреированной электротехнической стали. Можно ожидать, что оно будет осуществляться лишь в материале с достаточно мелким кристаллическим зерном, где при указанной ситуации должна существовать ДС с более узкими полосовыми доменами. Впоследствии это было подтверждено исследованиями мелкокристаллической ленты толщиной 0,1 мм [93].

Влияние размеров кристаллического зерна на электромагнитные потери вытекает из теории кривой технического намагничивания [2, 21–23], предсказывающей характерную зависимость ширины доменов от размеров образца  $L$  вдоль ОЛН ( $D \sim \sqrt{L}$ ). В поликристаллических образцах этот размер определяется средним размером кристаллитов (или их групп с близкой ориентацией), а  $D$  будет тем меньше, чем мельче зерно. Кроме того, замыкающие домены около границ зерен в процессе перемагничивания могут сами превращаться в основные домены, осуществляя дополнительное дробление доменной структуры. В результате этого мощность вихревоковых потерь в поликристаллах должна быть тем меньше, чем мельче зерно, приближаясь к классическому значению.

С другой стороны, кристаллическая решетка материала в межкристаллитных границах всегда находится в худшем состоянии, чем внутри кристаллитов. Наряду с повышенной дефектностью решетки границы имеют и более высокое содержание примесей, поэтому они являются существенными препятствиями для смещения доменных границ, что отражается на гистерезисной составляющей потерь. Она будет тем выше, чем больше таких границ в объеме образца, т.е. чем мельче кристаллиты. Исходя из этих соображений следует ожидать особого рода зависимости суммарной мощности потерь от размера кристаллического зерна ферромагнитного материала с минимумом при некотором среднем его размере. Экспериментальная задача состоит в том, чтобы количественно определить размер кристаллического зерна в стали, при котором мощность суммарных потерь была бы при прочих равных условиях наименьшей.

В большом числе исследований (см., напр.: [51, 351, 352, 394, 449]) показано, что с уменьшением размера кристаллического зерна в текстуреированной электротехнической стали обычной толщины мощность суммарных потерь при технических частотах (50–100 Гц) действительно сначала

уменьшается, достигает некоторого минимального значения и затем возрастает. Однако при этом значение оптимального размера зерна колебалось в широких пределах (от 1 до 7 мм). Это, по-видимому, было связано с тем, что образцы, на которых проводили исследования различные авторы, могли отличаться по многим параметрам, а особенно по степени совершенства кристаллографической текстуры. Как было видно из предыдущего, она оказывает очень сильное влияние на потери.

Наиболее надежными в рассматриваемом аспекте можно считать результаты, сообщенные в работе [166], поскольку они получены на образцах с одинаковой степенью кристаллографической текстуры. Это позволило более определенно указать оптимальный размер зерна вдоль оси текстуры. Он, по данным цитируемой работы, составляет около 2 мм. Опытные образцы с таким зерном имели суммарные потери на 10–12% ниже, чем заводские со средним диаметром зерна 8–9 мм примерно при одинаковом значении  $B_m = 1.9$  Тл. Более того, авторы, используя особый метод изготовления образцов, получили их с регламентированным по размеру зерном не только вдоль оси текстуры, но и перпендикулярно к ней. Это позволило раздельно оценить влияние на потери размера зерна вдоль этих осей. Показано, что основное влияние на мощность потерь оказывает размер вдоль оси текстуры. Влияние поперечного размера слабее в ~2 раза. Это означает, что увеличение размера зерна перпендикулярно оси текстуры по крайней мере в 2 раза по сравнению с продольным размером не должно вредно отразиться на суммарных потерях (при прочих равных условиях). Действительно, обнаружено, что при одной и той же средней площади зерна на поверхности листа в образцах с зернами, вытянутыми вдоль оси текстуры, потери в среднем на 8–10% выше, чем в образцах с зернами, вытянутыми поперек этой оси.

Поскольку в настоящее время высокотекстурованная электротехническая сталь, особенно в толщине  $d = 0.2$  мм, имеет довольно крупное кристаллическое зерно (иногда до 30–50 мм), а получение стали с более мелким зерном неизбежно приводит к снижению степени совершенства кристаллографической текстуры [52, 351, 355, 394], исследуются различные возможности "измельчения" доменов и снижения за счет этого вихревых потерь в высокотекстурованных крупнозернистых сталях. Рассмотрим прежде всего те из них, которые связаны с созданием в материале наведенной одноосной анизотропии.

## ВЛИЯНИЕ РАСТЯЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА НА ИХ ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ

### 13.1. Поведение доменной структуры при растяжении кристаллов вдоль намагниченности основных доменов

В разд. 4.3 показано, что при наличии одноосных напряжений (растяжение или сжатия) в ферромагнитном кристалле возникает наведенная анизотропия, связанная с существованием спонтанной магнитострикции. Плотность энергии этой анизотропии имеет порядок величины  $\lambda\sigma$ , где в зависимости от ситуации под  $\lambda$  следует понимать  $\lambda_{100}$ ,  $\lambda_{111}$  или их комбинацию.

Аргумент кажется понятным, что если бы  $\lambda\sigma$  была порядка или больше  $\chi$  (естественной кристаллографической анизотропии), то наведенная в результате растяжения кристалла анизотропия должна была бы существенно отразиться на виде ДС. Учитывая, что для (Fe–Si)-кристаллов  $\chi \approx 4 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup> (см. гл. 2), а  $\lambda_{100} = 21 \cdot 10^{-6}$  (см. гл. 3), то величина нагрузки, при которой наведенная анизотропия будет порядка естественной, должна быть равной  $2 \cdot 10^3$  МПа, что в несколько раз превосходит предел упругости данных кристаллов (см. гл. 1). При всех нагрузках ниже предела упругости величина  $\lambda\sigma$  оказывается меньше  $\chi$ . Тем не менее в железокремнистых сплавах, как было показано в целом ряде работ [39, 77, 110, 213, 214, 273, 279, 317, 331, 439], даже незначительные упругие воздействия приводят к существенным изменениям доменной структуры.

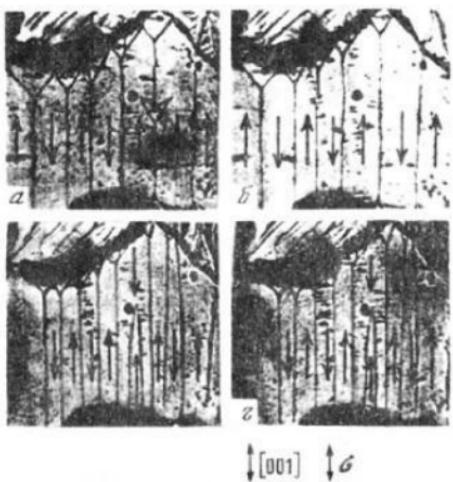
Остановимся далее на наиболее типичных случаях: 1) ось одноосных растяжений образца совпадает с направлением вытянутости доменов основной ДС; 2) указанная ось перпендикулярна доменным границам в основной ДС. Если при этом поверхность пластинчатого кристалла совпадает с кристаллографической плоскостью типа (100), то в обоих случаях ось растяжения будет совпадать с одной из ОЛН. Если она совпадает с плоскостью типа (110), то в первом случае ось растяжения будет параллельна ОЛН, лежащей в плоскости кристалла, во втором – перпендикулярна той же оси.

Рассмотрим типичные результаты изучения влияния растяжения на ДС (Fe – 3 мас.% Si)-кристаллов, полученные методом порошковых фигур при комнатной температуре. Образцы представляли собой монокристаллические или поликристаллические пластины толщиной в несколько десятых миллиметра, которые на много порядков были меньше размеров кристаллов в плоскости пластин. В такой ситуации основная ДС (см. гл. 6), как правило, является сквозной, в чем было легко убедиться наблюдением ее с обеих сторон образца.

Прежде всего рассмотрим кристаллы, плоскость поверхности которых совпадает с кристаллографической плоскостью типа (100). Изменение ДС при растяжении такого кристаллита вдоль одной из двух ОЛН, параллельно которой ориентированы ДГ основных доменов, иллюстрирует рис. 13.1.

Рис. 13.1. Изменение доменной структуры кристалла с плоскостью листа (100) при растяжении вдоль оси легчайшего намагничивания [001]. увел. 150 [214].

*a*, МПа: *a* = 0; *b*, *c* = 86; *b* = 210



В исходном размагниченном состоянии и при отсутствии нагрузки наряду со 180-градусными ДГ основных доменов около границ рассматриваемого Кристаллита выявляется серия треугольных замыкающих доменов. По мере увеличения растягивающей нагрузки происходит уменьшение замыкающих областей и сильное дробление основной ДС. Вообще говоря, при последующем снятии нагрузки домены могут снова расширяться, однако во многих ситуациях заметно выявляются и необратимые процессы. Необратимость поведения ДС в процессе увеличения и последующего снятия нагрузки видна из сравнения рис. 13.1,*b*,*c*, полученных при одной и той же нагрузке (86 МПа) в процессе нагружения и последующей разгрузки образца от  $\sigma \approx 214$  МПа. Различие здесь главным образом заключается в ширине основных и размерах замыкающих доменов. Оценка величины наведенной растяжением анизотропии, в данном случае пропорциональна  $\lambda_{100}\sigma$ , даже при максимальной величине  $\sigma \approx 214$  МПа ( $\lambda_{100} \approx 21 \cdot 10^{-6}$ ) дает значение  $4.4 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>, т.е. на порядок ниже константы кристаллографической анизотропии.

Фотографии рис. 13.2 и 13.3 показывают ДС кристаллов, поверхность которых близка к плоскости (110). Исходная структура (*a*) состоит из доменов, разделенных 180-градусными границами, параллельными М и оси [001], а также некоторые числа поверхностных (замыкающих) областей в виде капель, размер и число которых определяются степенью отклонения оси [001] от поверхности кристаллитов (см. гл. 6). Последующие фотоснимки (*a*–*e*) иллюстрируют различные изменения ДС по мере увеличения растягивающих нагрузок. Прежде всего отметим перемещение границ между основными доменами и постепенное уменьшение по количеству и размеру каплевидных доменов. Во многих случаях наблюдалось также дробление ДС, которое осуществлялось за счет роста некоторых кинжаловидных замыкающих доменов, расположенных вблизи границ кристаллита или на концах монокристаллических образцов.

Из сопоставления фотоснимков, полученных при одной и той же величине удельной нагрузки в процессе ее увеличения и последующего уменьше-

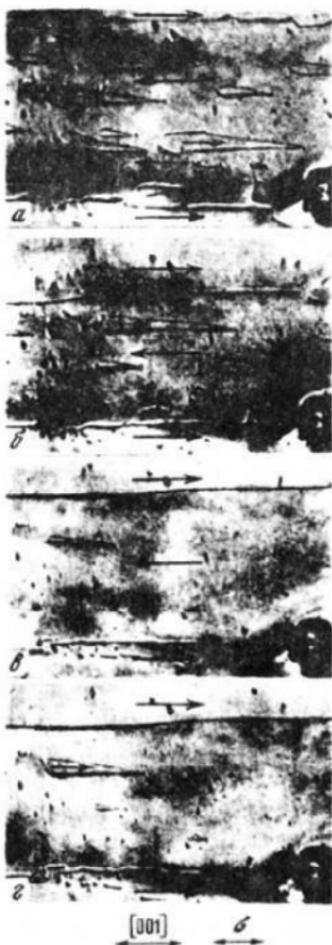


Рис. 13.2. Изменение доменной структуры кристалла типа (110) [001] при растяжении вдоль оси [001]. увел. 150 [214]  
 $\sigma$ , МПа: *a* – 0; *b*, *c* – 11; *d* – 113

Рис. 13.3. Изменение доменной структуры кристалла типа (110) [001] при растяжении параллельно проекции оси [001] на плоскость листа. увел. 400 [214]  
 $\sigma$ , МПа: *a* – 0; *b*, *c* – 40; *d* – 80

ния от некоторой максимальной величины, видна необратимость в поведении ДС. Она в этом случае заключается в различии местоположения 180-градусных границ основных доменов, размеров и количества замыкающих каплевидных доменов. В то же время оказалось, что субдомены (около дефектов) при растяжении образца изменяются не так значительно. Они исчезают, когда ДГ, смешаясь в процессе растяжения, проходит через дефект, и вновь появляются, примерно сохранив размер, после удаления ДГ от дефекта (см. рис. 13.2).

### 13.2. Растижение кристаллов в направлении, перпендикулярном доменным границам основной ДС

Рассмотрим сначала поведение ДС в кристаллите, плоскость которого параллельна кристаллографической плоскости типа (100). Этот случай представлен на рис. 13.4. В исходном состоянии видны две основные области, разделенные 180-градусной границей, параллельной оси [001] (а). Последняя, по-видимому, по местным условиям является легчайшей из двух тетрагональных осей, параллельных плоскости образца. Около границ кристалла видны замыкающие домены треугольной формы с М вдоль другой тетрагональной оси, лежащей в плоскости образца ([010]).

По мере увеличения приложенной растягивающей нагрузки, действующей перпендикулярно оси [001] (параллельно [010]), исходная ДС постепенно перестраивается в структуру, в которой направления М в основных и замыкающих доменах взаимно меняются (см. рис. 13.4, б-д). При  $\sigma \approx$

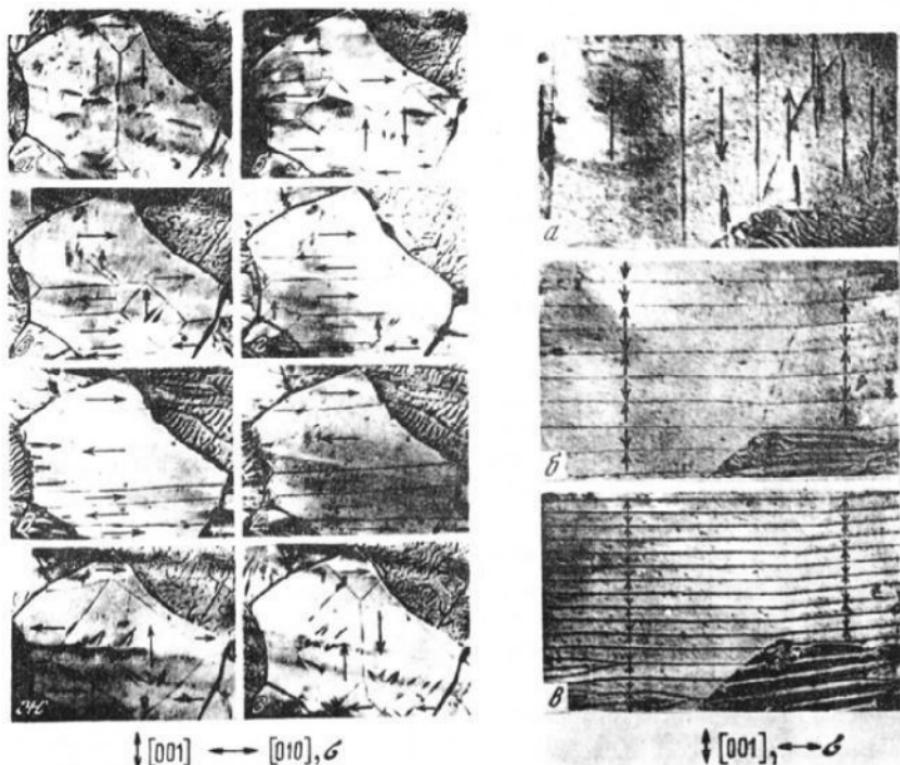


Рис. 13.4 Изменение доменной структуры кристалла типа (110) [001] при растяжении перпендикулярно оси [001], увел. 200 [77]

$\sigma$ , МПа: а-3: 0, 16, 32, 95, 100, 95, 0; и — после дополнительного размагничивания образца

Рис. 13.5. Изменение доменной структуры кристалла типа (110) [001] при растяжении перпендикулярно оси [001], увел. 130 [214]

$\sigma$ , МПа: а-в — 0, 80, 260

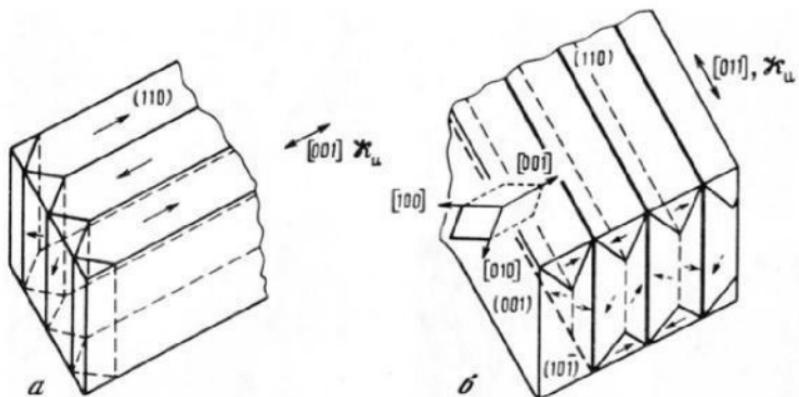


Рис. 13.6. Схема доменных структур типа А и Б [88, 215]

*a* – ось наведенной анизотропии параллельна оси [001]; *b* – ось наведенной анизотропии перпендикулярна оси [001] [88, 215]



Рис. 13.7. Изменение доменной структуры кристалла типа (110) [001] со структурой типа Б при растяжении перпендикулярно проекции оси [001] на плоскость листа, увел. 100 [214]  
 $\sigma$ , МПа: *a*–*b* – 0, 90, 200

$\approx 190$  МПа треугольная форма замыкающих областей переходит в кинжаловидную (см. рис. 13.4, *d*), что характерно для кристаллов с поверхностью, параллельной плоскости (110).

При снижении нагрузки выявляется большее, чем в предыдущих случаях, разнообразие в необратимости поведения ДС (ср. фотоснимки *г*, *е*, полученные при одинаковой величине  $\sigma$ ). Оно проявляется в различии местоположения и числа 180-градусных границ, размера замыкающих доменов и даже вида ДС на поверхности образца после его разгрузки (см. рис. 13.4, *ж*). К исходному виду ее удается привести лишь путем дополнительного размагничивания образца (см. рис. 13.4, *з*).

Обратимся теперь к изменению ДС в кристаллах типа (110) [001] при растяжении их перпендикулярно оси [001], лежащей в плоскости, параллельной поверхности кристалла.

В качестве примера на рис. 13.5 показано поведение ДС в одном из таких кристаллов, обладающих в размагниченнем состоянии простой полосовой структурой с границами, параллельными оси [001]. Такую структуру в отличие от другой (см. ниже) называют структурой типа А [210]. При растяжении образца с такой структурой вдоль оси [110] (перпендикулярно оси [001]) вначале в порошковых осадках исчезают исходные доменные границы. Затем, по мере увеличения  $\sigma$ , появляются полосы, намагниченность  $M$  в которых перпендикулярна границам, разделяющим эти полосы (б). Такую структуру назвали структурой типа Б. Схематически структуры типа А и Б представлены на рис. 13.6. При наблюдениях с помощью керр-эффекта в состояниях, где при указанной нагрузке начинают исчезать порошковые фигуры, обнаруживается сложная перестройка исходной доменной структуры типа А в структуру типа Б, подобно тому как это происходит в магнитном поле, перпендикулярном оси [001] (см. рис. 7.3). Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к дроблению вновь возникших полос, механизм которого виден на рис. 13.5 (внизу слева).

При последующем снижении растягивающей нагрузки наблюдается обратный процесс, и при полной разгрузке образца ДС возвращается к исходному виду. Необратимость здесь проявляется в различии ширины видимых на поверхности образовавшихся в присутствии нагрузки доменов при одинаковых ее значениях, достигаемых при нагружении и разгрузке образца.

Если поверхность образца заметно отклонена от плоскости (110) и наряду со 180-градусными границами, параллельными оси [001], существуют замыкающие домены в виде капель, то растяжение перпендикулярно проекции оси [001] на плоскость листа по мере повышения нагрузки приводит сначала к структуре типа Б с рядами капель, между которыми не видны границы, затем к исчезновению капель и появлению границ, перпендикулярных проекции оси [001] с последующим увеличением их числа [214]. Как и выше, в процессе разгрузки образца число полос меняется необратимо, но полная разгрузка образца восстанавливает исходный тип структуры (структуре типа А). Если на поверхности рассмотренного типа кристалла уже в исходном (ненагруженном) состоянии имеется структура типа Б, а домены в виде капель располагаются рядами (рис. 13.7.а), то по мере увеличения нагрузки вначале проявляются четкие границы между рядами капель при одновременном уменьшении размера последних (рис. 13.7.б). Далее капли исчезают, а число границ на поверхности увеличивается (рис. 13.7.в). При разгрузке, как и в предыдущих случаях, выявляется различие в числе границ при равных значениях  $\sigma$ , характерное для всех случаев, когда кристаллы типа (110) [001] растягиваются перпендикулярно оси [001].

### 13.3. Физическая интерпретация наблюдаемых изменений доменной структуры при растяжении кристаллов

**13.3.1. Общие замечания.** Прежде всего обратим внимание на то, что наведенная анизотропия, возникающая в результате растяжения кристаллов, может повлиять на характер направлений легкого намагничивания в кристаллах. В принципе при достаточно больших напряжениях кристалл из магнитомногоосного мог бы превращаться в магнитоодноосный. Однако это возможно лишь при достаточно больших напряжениях  $\sigma_0 > \mathcal{K}/\lambda$  (см. разд. 13.1), которые для кристаллов кремнистого железа при комнатных температурах лежат за пределами упругости и даже их прочности. Если же напряжения малы ( $\sigma \ll \sigma_0$ ), то в смысле характера направлений легкого намагничивания ситуация меняется не так драматично. В этом случае все три ОЛН [100], [010] и [001] так и остаются осями легкого намагничивания. Иными словами, ориентации векторов намагченности вдоль этих направлений соответствует минимум плотности полной энергии  $w_n$ , состоящей из плотности энергии естественной кристаллографической анизотропии  $w_{\mathcal{K}}$  (см. (2.87)) и плотности энергии анизотропии, наведенной благодаря напряжениям  $w_{\sigma}$  (см. (4.16)). Однако если при отсутствии напряжений указанные направления образуют вырожденное состояние (им соответствует одинаковый по глубине пик  $w_{\mathcal{K}}$ ), то при наличии  $\sigma$  указанное вырождение, как правило, снимается. Исключения составляют лишь ситуации, когда растяжение кристалла осуществляется вдоль осей типа [111]. При  $\sigma \neq 0$ , но много меньшем  $\sigma_0$  все три оси [100], [010] и [001] соответствуют минимуму  $w_n$ , но теперь они оказываются неравноправными в том смысле, что ориентации намагченности вдоль каждой из них отвечает разное значение минимальной энергии. Одна или две из этих осей (в зависимости от ориентации растяжения) становятся более "легкими", чем другие. В качестве примера в табл. 13.1 приведены значения  $(w_{\mathcal{K}} + w_{\sigma})_{\min} = \epsilon_{\min}$  при двух различных ориентациях растяжения кристаллов (вдоль тетрагональной оси [100] и вдоль диагональной оси [110]).

**13.3.2. Плоскость листа близка к кристаллографической плоскости (100).** Чтобы понять, почему даже сравнительно небольшие  $\sigma$  приводят к

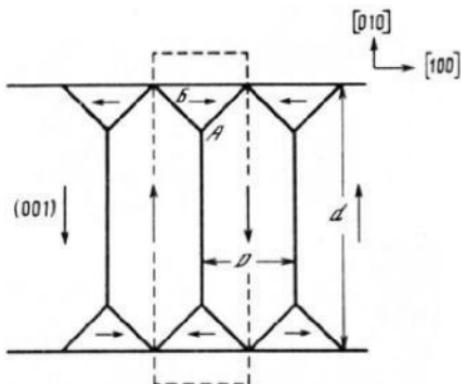
Таблица 13.1

Значения  $\epsilon_{\min}$ , соответствующие различным ОЛН при растяжении кристаллов вдоль осей [001] и [110]

Растяжение вдоль [001]			Растяжение вдоль [110]		
ОЛН	$\epsilon_{\min}$	Условие существования	ОЛН	$\epsilon_{\min}$	Условие существования
[001]	$\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma$	$\mathcal{K} > -3\lambda_{100}\sigma$	[001]	$\frac{1}{2}\lambda_{100}$	$\mathcal{K} > \frac{3}{2}(\lambda_{100} - \lambda_{111})\sigma$
[010]	0	$\mathcal{K} > \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma$	[010]	$-\frac{1}{4}\lambda_{100}[1 + \frac{9}{4}\lambda_{111}^2\sigma/(\mathcal{K}\lambda_{100})]$	$\mathcal{K} > -3\lambda_{111}\sigma/2$
[100]	0	$\mathcal{K} > \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma$	[100]	$-\frac{1}{4} + \frac{9}{4}[1 + \frac{9}{4}\lambda_{111}^2\sigma/(\mathcal{K}\lambda_{100})]$	$\mathcal{K} > -3\lambda_{111}\sigma/2$

Рис. 13.8. Схематическое изображение доменной структуры в пластине (100) в размагнитченном состоянии (до растяжения)

Штриховыми линиями ограничена область кристалла объемом  $V_1$  и шириной, равной ширине  $D$  одного домена



достаточно большим изменениям ДС, рассмотрим простейшую ситуацию, когда кристалл имеет форму пластины с плоскостью поверхности (100), и пусть в этом кристалле имеется ДС, аналогичная приведенной на рис. 13.1, схематически изображенная на рис. 13.8. Дадим оценочные расчеты равновесных размеров такой ДС, аналогичные приведенным в разд. 6.2.

Рассмотрим ситуацию, когда направление растяжения 1) совпадает с направлением намагниченности основной ДС (ось [010]) и 2) перпендикулярно направлениям намагниченности основной ДС (ось [100]). Поскольку при растяжении вдоль [010]  $w_\sigma = -\lambda_{100}\sigma$  в области  $A$  (см. рис. 13.8) и  $w_\sigma = \frac{1}{2}\lambda_{100}\sigma$  в области  $B$ , (см. (4.14)), а при растяжении вдоль [100], наоборот,  $w_\sigma = \frac{1}{2}\lambda_{100}\sigma$  в области  $A$  и  $w_\sigma = -\lambda_{100}\sigma$  в области  $B$ , то для полной энергии наведенной анизотропии выделенной пунктиром на рис. 13.8 области получаем

$$W_\sigma^\pm = \int_{V_1} w_\sigma \, d\mathbf{r} = \pm \frac{1}{4} \lambda_{100} \sigma D^2 L_1 \pm \lambda_{100} \sigma V_1.$$

Здесь знаки  $\pm$  относятся соответственно к случаям, когда растяжение кристалла происходит вдоль осей [010] и [100]:  $L_1$  – размер кристалла вдоль оси [001];  $V_1$  – объем выделенной области. Имея в виду, что выделенные области имеют ширину, равную ширине домена  $D$ , а число выделенных областей равно  $n = L_2/D$ , где  $L_2$  – размер кристалла вдоль оси [100]. Для полной энергии  $E_\sigma$  наведенной анизотропии всего кристалла имеем

$$E_\sigma^\pm = n W_\sigma^\pm = \pm \frac{1}{4} \lambda_{100} \sigma D L_1 L_2 \mp \lambda_{100} \sigma L_1 L_2 d.$$

Плотность энергии наведенной анизотропии, отнесенной к объему всего кристалла  $L_1 L_2 d$ :

$$\epsilon_\sigma^\pm = \pm \frac{1}{4} \lambda_{100} \sigma D / d.$$

Добавляя  $\epsilon_\sigma^\pm$  к  $\epsilon_M y$  и  $\epsilon_\gamma$  (см. разд. 6.2) для полной плотности энергии, учитывающей наведенную анизотропию, получим

$$\epsilon^\pm = c^\pm \frac{D}{d} + \frac{\gamma_1}{D} + \epsilon_0^\pm, \quad (13.1)$$

где

$$\epsilon_0 = (\sqrt{2} \gamma_2 - \gamma_1)/d \mp \lambda_{100}\sigma; \\ c^{\pm} = c_0 \pm c_\sigma; \quad c_\sigma = \frac{1}{4} \lambda_{100}\sigma. \quad (13.2)$$

Уже отсюда видны причины, по которым даже сравнительно малые  $\sigma$  существенно влияют на изменение ДС. Дело в том, что наведенная анизотропия определяет равновесные свойства ДС, давая аддитивный вклад наряду с магнитоупругим вкладом, пропорциональным  $c_0$ . В соответствии с этим при рассмотрении равновесных свойств ДС при  $\sigma \neq 0$  вклад от анизотропии, связанной с существованием  $\sigma$  (пропорциональный  $c_\sigma$  в (13.2)), надо сравнивать не с энергией кристаллографической анизотропии (пропорциональной  $\mathcal{K}$ ), а с магнитоупругой энергией. Итак, наведенная внешними напряжениями анизотропия становится существенной, если

$$c_\sigma > c_0 \quad \text{или} \quad \sigma > \sigma_K,$$

где

$$\sigma_K = \frac{1}{3} \lambda_{100} c_{11}. \quad (13.3)$$

Если учесть, что для железокремнистых сталей с 3 мас.% Si при комнатной температуре  $c_{11} = 2.2 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup> и  $\lambda = 21 \cdot 10^{-6}$ , то из (13.3)  $\sigma_K = 1.5$  МПа.

Для того чтобы понять, что же должно происходить при наложении напряжений, минимизируем (13.1) и найдем для равновесной ширины доменов следующие выражения:

$$D_p^{\pm} = (dd^{\pm})^{1/2}, \quad d^{\pm} = \gamma_A/c^{\pm}, \quad (13.4)$$

где под  $D_p^{\pm}$  следует понимать равновесную ширину домена при растяжении кристалла соответственно вдоль направления намагниченности в основных доменах исходной ДС и в направлении, перпендикулярном ориентации  $M$  в основных доменах.

Выражение для  $D_p^-$  не следует распространять на случай  $\sigma = \sigma_K$ , поскольку в самой модели ДС, изображенной на рис. 13.8, заложено ограничение, заключающееся в том, что ширина доменов не может превосходить ширину пластины  $d$ . Важно одно, что с увеличением  $\sigma$  при растяжении кристалла в направлении, перпендикулярном намагниченности основных доменов, замыкающие домены начнут увеличиваться в размерах, причем это увеличение может стать заметным уже при малых  $\sigma$ , близких, но не равных  $\sigma_K$ . После того как объем замыкающих и основных доменов сравняются, дальнейшее увеличение  $\sigma$  может привести к качественному видоизменению исходной ДС, в результате которого домены с направлением намагниченности, соответствующим направлению ее в исходных замыкающих доменах, будут занимать уже больший объем, чем исходные основные домены. В такой ситуации замыкающими доменами могут оказаться остатки основных доменов в исходной ДС (наряду с возможными новыми замыкающими доменами, возникшими на торцах кристалла, перпендикулярных направлению растяжения). Такая ДС качественно теперь может быть описана формулой (13.4). Согласно этой формуле, новые замыкающие домены будут сдавливаться при дальнейшем увеличении  $\sigma$  и при достаточно больших  $\sigma$  могут вовсе исчезнуть. Именно такие изменения ДС при сравни-

тельно маленьких  $\sigma$  от 0 до 190 МПа зафиксированы на фотоснимках рис. 13.4. Следует заметить, что в реальных кристаллах из-за закрепления границ на дефектах или в силу других причин (см. следующую главу) начальная стадия "расплывания" замыкающих доменов в исходной ДС при приложении нагрузки перпендикулярно намагниченности основных доменов может сильно задержаться и стать заметной не при  $\sigma = \sigma_k$ , а при существенно больших  $\sigma$ .

Оценим  $D_p^+$  при  $\sigma = 95$  МПа. Учитывая, что для (Fe – 3 мас.% Si)-сплавов  $\lambda_{100} = 21 \cdot 10^{-6}$ , а  $c_{11} = 2.2 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup>, из (13.4) получаем  $D_p^+ \approx \approx 0.02$  мм, что по порядку величины согласуется с экспериментальными размерами доменов, зафиксированными на фотоснимке 13.4, e.

Резюмируя, можно сказать, что если в кристалле в исходном состоянии имеются основные и замыкающие домены, то основные домены сдавливают замыкающие и не дают им разрастись на весь кристалл. Если в такой ситуации приложить напряжения, растягивающие кристалл вдоль намагниченности основных доменов, то произойдет дополнительное сдавливание замыкающих доменов и их равновесные размеры уменьшаются, что видно на рис. 13.1. Если же кристалл растягивать вдоль направления, перпендикулярного намагниченности основных исходных доменов, то этот эффект сдавливания будет ослабляться и замыкающие домены будут увеличиваться в размерах. Важно, что для возникновения этого процесса не требуются большие напряжения, поскольку противодействие расширению замыкающих доменов оказывают магнитоупругие силы, порядок величины которых  $c_{11} \lambda_{100}^2 \approx 500$  дин/см<sup>2</sup>.

Увеличение (уменьшение) силы сдавливания замыкающих доменов при растяжении кристалла вдоль (поперек) направления намагниченности основных доменов обусловлено увеличением (уменьшением) плотности энергии указанных доменов на  $w_\sigma = \frac{1}{2} \lambda_{100} \sigma (-\lambda_{100} \sigma)$ . Причем уже при сравнительно небольших напряжениях  $w_\sigma$  имеет тот же порядок, что и магнитоупругая энергия, определяющая равновесные размеры исходной ДС. Иными словами, замыкающие домены при растяжении кристалла вдоль (поперек) указанного направления становятся энергетически менее (более) выгодными, чем прежде.

13.3.3. Плоскость листа близка к кристаллографической плоскости (110). В пластине с поверхностью (110) вблизи торца, перпендикулярного оси [001], в принципе наблюдается ситуация, аналогичная описанной в разд. 13.3.2: существуют замыкающие области, схематически изображенные на рис. 13.6, a, которые могут иметь более сложное строение (см. рис. 6.2).

Векторы намагниченности в этих замыкающих областях направлены попеременно вдоль осей [100] и [001]. Для того чтобы на доменных границах типа EFHQ и NPQR нормальная составляющая  $M$  была непрерывной при переходе от замыкающих к основным доменам, необходимо, чтобы соответствующие доменные границы были наклонены к торцевой плоскости образца под углом  $\alpha = \operatorname{arctg} \sqrt{2}$ . Следовательно, эти границы параллельны кристаллографическим плоскостям (111).

Независимо от конкретной структуры этих областей они, как и в случае кристаллов с плоскостями поверхности {100}, рассмотренных выше, сдавлены за счет магнитострикционного растяжения основных доменов. В соот-

вествии с этим при растяжении кристалла в данном случае ДС будет вести себя аналогично тому, как это было показано ранее. В частности, размер основных доменов будет уменьшаться, если ось растяжения кристалла будет совпадать с направлением намагниченности в основных доменах. Напротив, если растяжение кристалла будет происходить вдоль оси [011] (перпендикулярной [001]), то сдавливающая замыкающие домены сила будет ослабляться за счет внешних напряжений и эти домены начнут разрастаться по всему кристаллу, так что структура типа Б, которая до растяжения существовала только в пределах замыкающих областей, теперь может распространяться на весь объем кристалла. Однако в рассматриваемом случае пластин с поверхностью (110) имеется и своя специфика.

Для того чтобы понять это, мы обобщим результаты, приведенные в разд. 6.3 на случай энергии наведенной анизотропии, связанной с учетом напряжений. Рассмотрим для определенности ДС1 (см. разд. 6.3). В данном случае вместо выражения для  $E_{MY}^1$  (6.16) следует записать полную энергию  $E^1 = E_{MY}^1 + E_\sigma^1$ , где  $E_\sigma^1$  – энергия, учитывающая растягивающие напряжения:

$$E^1 = \frac{1}{4} \tilde{b}_1^1 D^1 d^1 + \sqrt{2}/2 \tilde{b}_2^1 d D^1, \quad (13.5)$$

где

$$\tilde{b}_1^1 = b_1^1 - \lambda_{\parallel} \sigma; \quad \tilde{b}_2^1 = b_2^1 + \lambda_{\parallel} \sigma; \quad \lambda_{\parallel} > 0, \quad (13.6)$$

если растяжение происходит вдоль оси [001], параллельной намагниченности основных доменов. Если растяжение кристалла происходит вдоль направления, перпендикулярного [001] и лежащего в плоскости кристалла, то

$$\tilde{b}_1^1 = b_1^1 + \lambda_{\perp} \sigma, \quad \tilde{b}_2^1 = b_2^1 - \lambda_{\perp} \sigma, \quad \lambda_{\perp} > 0. \quad (13.7)$$

В (13.7), (13.6)  $\lambda_{\parallel}$  и  $\lambda_{\perp}$  некие константы, которые можно оценить из эксперимента. Грубо их можно оценить и из уравнения (4.14). Так, например,  $\lambda_{\parallel} \sim 3/2 \lambda_{100} \sigma$ . Однако для данной геометрии эти оценки затруднительны (см. разд. 6.2).

Сравнивая (13.5) с (6.16), видим, что эти выражения идентичны по форме, а потому все дальнейшие формулы, характеризующие ДС1, при учете  $\sigma$  будут идентичны соответствующим формулам разд. 6.3. Мы ограничимся только выражениями для ширины доменов  $d^1$  и  $D^1$ , которые получаются при условиях  $(\tilde{D}_p^* / \sqrt{L} \tilde{L}_0^1) \ll 1$  и  $\tilde{b}_2^1 / d \ll 1$  соответственно. Имеем

$$d_p^1 \approx (2\sqrt{2} d l_1^1)^{1/2} \quad (13.8)$$

и

$$D_p^1 \approx (L L_0^1)^{1/2}, \quad (13.9)$$

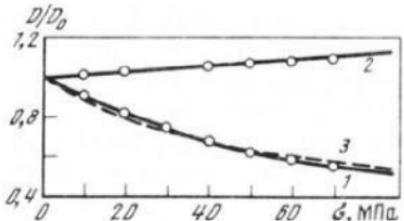
где

$$D_p^* = \sqrt{2} \tilde{\nu} l_1^1; \quad l_1^1 = \gamma_A / \tilde{b}_1^1; \quad l_2^1 = \gamma_A / \tilde{b}_2^1; \quad L_0^1 = \sqrt{2} \tilde{c}_0 \tilde{l}_2^1.$$

Остальные обозначения совпадают с обозначениями разд. 6.3.

Из (13.9) с учетом (13.6) следует, что, как и утверждалось, при растя-

Рис. 13.9. Относительное изменение ширины основных доменов при растяжении вдоль ОЛН в (Fe - 3 мас.% Si)-кристалле (1) и кобальте (2) [39]



жении кристалла вдоль [001] происходит дальнейшее сдавливание замыкающих доменов основными доменами, в результате чего ДС кристалла должна дробиться. Это наблюдается и на опыте. На рис. 13.9 приведены экспериментальная зависимость ширины доменов в (Fe-Si)-кристалле типа (110) [001] от величины растягивающей вдоль оси [001] нагрузки (1) и зависимость (3), рассчитанная по (13.9). Видно хорошее, даже количественное, согласие эксперимента и расчета (при удачном подборе  $\lambda_{\parallel} \approx \approx 3$  МПа), которое свидетельствует о непосредственной связи вида кривой 1 с увеличением энергии замыкающих областей при увеличении  $\sigma$ .

Качественно другая зависимость  $D(\sigma)$  имеет место в кристалле Co (2), идентичном по форме рассмотренному (Fe-Si)-кристаллу: с ростом  $\sigma$  при растяжении вдоль ОЛН ширина доменов увеличивается. Это связано с тем, что в магнитоодноосных ферромагнетиках отсутствуют условия для замыкания магнитного потока вблизи граничающих кристалл поверхности — по сути, нет замыкающих областей. В такой ситуации характер изменения ширины доменов при увеличении  $\sigma$  связан в отличие от предыдущего только с аддитивной добавкой в анизотропию ферромагнетика (наведенной растяжением анизотропии).

При растяжении кристалла с поверхностью (110) в направлении, перпендикулярном [001] и лежащем в плоскости (110), как следует из (13.9), структура типа Б "расползается" по всей поверхности кристалла. В этом случае также следует иметь в виду, что (13.9) справедливо только до напряжений, при которых замыкающие домены от притвороложенных поверхностей сомкнутся. Вплоть до этих напряжений ширина доменов  $d^1$  будет уменьшаться (см. (13.8)). Однако из-за быстрого разрастания структуры Б это уменьшение будет не очень заметным. Более заметное изменение  $d^1$  будет происходить уже после того, как весь кристалл будет заполнен ДС типа Б, что и наблюдается на опыте (см. рис. 13.5, 13.7).

Аналогичные описанным в разд. 13.3 изменения ДС в (Fe-Si)-кристаллах типа (110) [001] происходят и в результате термомагнитной обработки в насыщающем магнитном поле [84, 88], которая инициирует в образце, как и растяжение, дополнительную анизотропию с единой осью по всему его объему. Так, например, воздействие ТМО на ДС зависит от взаимной ориентации поля и ОЛН.

Для подтверждения этого на рис. 13.10 показан вид ДС трех полосок, вырезанных из кристалла типа (110) [001] под разными углами  $\alpha$  к оси [001], до ( $a, b, d$ ) и после ( $b, c, e$ ) ТМО. Видно, что ДС размагниченных образцов после ТМО имеет совершенно другой вид, чем до ТМО, если  $\alpha = 90^\circ$  (см. рис. 13.10,  $d, e$ ), и мало изменяется в результате обработки, если  $\alpha \leq \alpha_k \approx 55^\circ$  (см. рис. 13.10,  $a-c$ ).

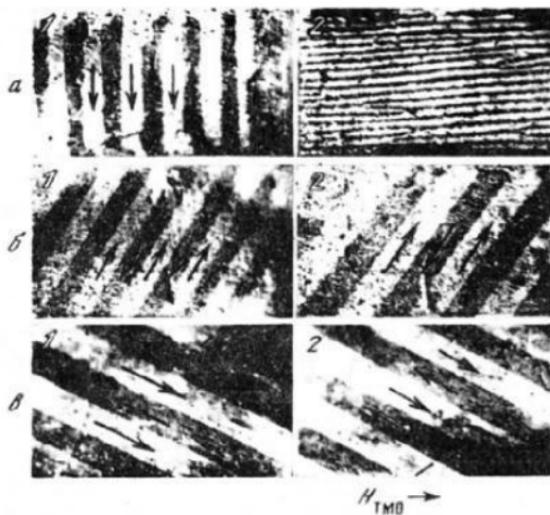


Рис. 13.10. Изменение доменной структуры размагниченных ( $Fe - 3$  мас.% $Si$ )-кристаллов типа (100) [001] в результате термомагнитной обработки в насыщающем магнитном поле, составляющем с [001] различные углы  $\alpha$ :  $90^\circ$  (a),  $55^\circ$  (б),  $25^\circ$  (в). увел. 10 [84, 88, 96]

1 — после отжига без поля,  $T = 1000^\circ C$ ; 2 — после ТМО в поле  $\sim 160$  А/см,  $T = 600^\circ C$

Качественное сходство изменений ДС при ТМО и при растяжении позволяет использовать для их объяснения представления, изложенные в разд. 13.4. Заметим лишь, что возникающая при ТМО  $\chi_u$  очень мала не только по сравнению с константой естественной магнитной анизотропии ( $Fe-Si$ )-сплавов ( $\chi_u \sim 10^{-2}$  К) [84, 413], но и по сравнению с наводимой растяжением (например, при  $\sigma \sim 10^2$  МПа) магнитоупругой анизотропией, поэтому количественные проявления ее могут быть несколько меньше, чем при растяжении (при прочих равных условиях). Так, например, ТМО практически не меняет вид поверхностной замыкающей структуры, вызванной отклонением ОЛН от плоскости листа.

**13.4.4. Изменения поверхностной замыкающей структуры при растяжении.** Небольшой наклон поверхности пластины к плоскости типа (110), как было показано в гл. 6 (см. рис. 6.8), приводит к возникновению по всей поверхности каплевидных доменов. Магнитный поток каплевидных доменов может замыкаться внутри образца через домены с намагниченностью вдоль оси [010] или оси [100], наклоненных к поверхности под углами, близкими к  $\pi/4$ . Эти домены или проходят через всю толщу кристалла (в тонких пластинах), или распространяются внутрь его на некоторую глубину (в более толстых пластинах). Если бы каплевидные домены могли иметь большие размеры, то они могли бы существенно уменьшить магнитостатическую энергию образца, связанную с выходом намагниченности на его поверхность. Однако при этом должна сильно увеличиваться магнитоупругая энергия, связанная с существованием областей с 90-градусными соседствами. В соответствии с этим устанавливается некоторый равновесный размер доменов. Иными словами, каплевидные домены и

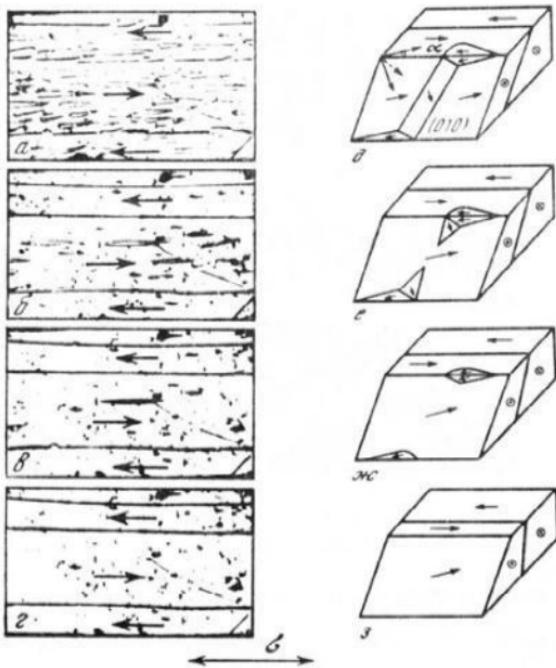


Рис. 13.11. Изменение вида замыкающих доменов кристалла кремнистого железа при различных напряжениях, увел. 60 [39]

$\alpha - \gamma - \beta$ . МПа: 0, 40, 60 и 80 соответственно;  $\delta - \eta$  – схемы возможного изменения замыкания магнитного потока внутри образца при его растяжении

глубинные замыкающие играют примерно ту же роль, что и замыкающие домены на торцах кристалла, а их поведение при растяжении может быть также объяснено аналогично поведению торцевых замыкающих доменов. Действительно, если растягивать кристалл вдоль направления проекции оси [001] на плоскость (110), то благодаря наведенной анизотропии указанные домены будут дополнительно сдавливаться. Вследствие этого по мере увеличения  $\sigma$  они должны уменьшаться по размеру и далее исчезать, поскольку  $E_\sigma$  может стать больше, чем выигрыш в магнетостатической энергии образца при наличии системы замыкающих доменов. Вместе с ними должны исчезать и поверхностные каплевидные домены. Схема этого процесса представлена на рис. 13.11,  $\delta - \eta$ .

В принципе с описанным механизмом связано и поведение замыкающих доменов в виде "елочки" при механических воздействиях на кристаллы с поверхностью, близкой к плоскости (100) [439]: уменьшение или увеличение их в зависимости от того, согласованы или нет эти воздействия с ориентацией  $M$  в таких доменах со знаком спонтанной магнитострикции.

## ВЛИЯНИЕ РАСТЯЖЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

### 14.1. Изменение квазистатических магнитных параметров при растяжении кристаллов

Результаты, изложенные в гл. 8, показывают, что в железокремнистых сплавах магнитные свойства определяются характером равновесной доменной структуры и ее поведением во внешних магнитных полях. В соответствии с этим любые изменения ДС должна заметно отразиться и на магнитных свойствах кристаллов. Одним из возможных внешних воздействий, способных изменить вид равновесной ДС, является создание в материале дополнительной одноосной анизотропии путем растяжения (см. гл. 13) или термических обработок в специальных условиях.

Рассмотрим здесь в качестве примера вначале поведение квазистатических магнитных свойств при растяжении кристаллов в форме пластин с поверхностью типа (110) [001], когда ОЛН, лежащая в плоскости пластины, составляет с большей ее стороной угол  $\alpha$ . Растяжение, как и намагничивание, производится вдоль большей стороны образца.

Изменение кривых намагничивания в этих ситуациях показано на рис. 14.1. Видно, что они в области слабых и средних полей при растяжении монокристаллов вдоль разных направлений изменяются качественно различным образом [83]. Если растяжение проводится вдоль оси [001], то кривая намагничивания до полей, в которых наблюдается ее резкий изгиб (точки типа A на рис. 14.1), несколько понижается по сравнению с кривой, измеренной без растяжения (исходная кривая). В области этого изгиба кривая пересекает исходную и далее проходит сначала заметно выше, а затем сливается с нею. Растяжение под углом  $\alpha = 25^\circ$  (2) приводит к сильному смещению крутого участка кривых в область больших полей (далее все кривые сливаются), а под углом  $\alpha = 55^\circ$  (3) слабо изменяет ход кривых намагничивания: экспериментальные точки при разных нагрузках практически укладываются на исходную кривую. Если ось растяжения составляет с осью [001] угол  $\alpha = 90^\circ$ , т.е. оно производится вдоль оси [110] (4), то в противоположность описанным случаям уже небольшие нагрузки (3–5 МПа) перемещают крутой участок кривой в область меньших полей. Качественно такое же изменение наблюдается при растяжениях и у образцов с  $\alpha = 70^\circ$ , но несколько с меньшими количественными значениями. В области высоких полей в обоих случаях кривые сливаются с исходной.

Описанное поведение кривых намагничивания монокристаллов рассматриваемого типа соответствующим образом отражается и на магнитной проницаемости. На рис. 14.2 в качестве конкретного примера показано поведение  $\mu_{\max}$ , представляющей собой максимум на кривой полной проницаемости  $\mu(H)$  при изменении растягивающей нагрузки. Видно, что кривые  $\mu_{\max}(\sigma)$  в рассматриваемых пластинах имеют также качественно раз-

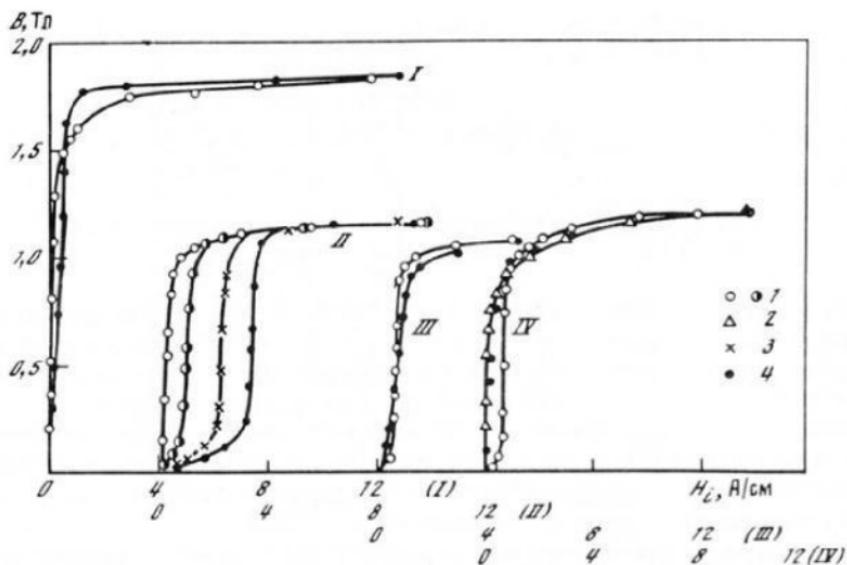


Рис. 14.1. Изменение кривых намагничивания при растяжении кристаллов (110) [001] под разными углами  $\alpha$  к оси [001] [83]

Группы кривых I–IV соответственно для  $\alpha$ , град: 0, 25, 55 и 90;  $\sigma$ , МПа: 1 – 6; 2 – 10; 3 – 18; 4 – 30

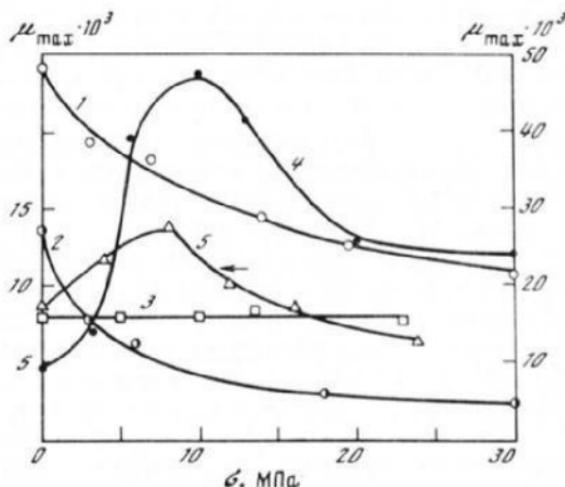


Рис. 14.2. Зависимость проницаемости кристаллов (110) [001] от величины растягивающей нагрузки, приложенной под разными углами  $\alpha$  к оси [001] [83]

1–4 –  $\alpha$ , град: 0, 25, 55 и 90 соответственно; 5 – поликристалл

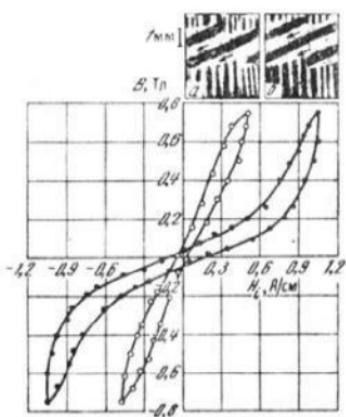


Рис. 14.3. Квазистатические петли гистерезиса образца с  $\alpha = 25^\circ$ , измеренные без нагрузки (светлые точки) и при наличии ее (темные точки); вид доменной структуры в этих состояниях (а, б соответственно).  $B_m = 0,75$  Тл [89]

Рис. 14.4. Квазистатические петли гистерезиса образца с  $\alpha = 90^\circ$ , измененные без нагрузки (светлые точки) и при наличии ее (темные точки) [89]

Доменная структура: а, б – после размагничивания; в, г – при  $B_H = 1,0$  Тл

личный характер. При нагружении вдоль оси [001] и под углом  $\alpha = 25^\circ$  к ней (1 и 2 соответственно)  $\mu_{\max}$  только уменьшается (при  $\sigma = 30$  МПа в первом случае она становится в 2 раза, а во втором – в 7 раз ниже, чем без нагрузки), а вдоль оси [111], т.е. под углом  $\alpha = \alpha_k \approx 55^\circ$  к оси [001] (3), она в исследованном интервале нагрузок (до 30 МПа) остается постоянной.

Если растяжение производится под углом  $\alpha = 90^\circ$  к оси [001] (4), то зависимость  $\mu_{\max}(\sigma)$  имеет немонотонный характер. При небольших  $\sigma$  (до 10 МПа)  $\mu_{\max}$  резко увеличивается, достигая значений, близких к ее величине вдоль оси [001] в ненагруженном образце, а далее уменьшается, но остается вплоть до  $\sigma = 30$  МПа значительно выше, чем была в отсутствие нагрузки. Аналогичный вид рассматриваемая зависимость имеет и в монокристалльных пластинах с промежуточными значениями  $\alpha$  ( $\alpha_k < \alpha < 90^\circ$ ), в также в поликристаллическом образце (5), где подобные зависимости  $\mu_{\max}(\sigma)$  в кристаллитах усредняются по направлению. Об аналогичной зависимости в поликристаллах сообщалось также в работах [202, 203].

Изменение при растяжении петель гистерезиса и гистерезисных параметров (коэрцитивной силы и остаточной индукции) кристаллов типа (110) [001] рассмотрим в двух ситуациях:  $\alpha < \alpha_k$  и  $\alpha > \alpha_k$  [89, 96]. На рис. 14.3 и 14.4 приведены частные петли гистерезиса пластин, вырезанных длинными сторонами, соответственно под углами  $\alpha = 25^\circ$  и  $90^\circ$  к оси [001]. Здесь же показан вид ДС на их поверхности: в пластине с  $\alpha = 25^\circ$  в вершине петли при  $\sigma = 0$  и  $\sigma = 10$  МПа, а в пластине с  $\alpha = 90^\circ$ , кроме того, и в размагниченных состояниях. У образца с  $\alpha = 25^\circ$ , как видно на фотографиях, независимо от  $\sigma$  ДС состоит из полосовых доменов, разделенных 180-градусными границами, параллельными оси [001].

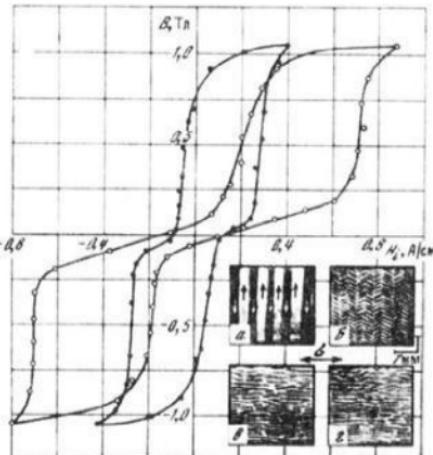


Рис. 14.3 и 14.4 прежде всего показывают (см. также гл. 7), что и в той и другой ситуации при  $\sigma = 0$  на петлях гистерезиса выявляется перетяжка в области коэрцитивной силы, сопровождающаяся очень низкими значениями остаточной индукции. Растворение в пластине с  $\alpha = 25^\circ$ , приводит к вытягиванию и петли и росту ее площади, несмотря на то что вид ДС в вершине петли при  $\sigma = 0$  и  $\sigma > 0$  одинаков. Это означает, что увеличение площади петли (следовательно, и гистерезисных потерь) в этом случае связано с затруднением в присутствии  $\sigma$  (в принципе таких же, как без  $\sigma$ ) процессов перемагничивания. Они, как показано в гл. 7, осуществляются при участии доменов, векторы намагниченности в которых ориентированы вдоль осей [010] и [100]. Величина остаточной индукции при этом остается практически неизменной.

У образца с  $\alpha = 90^\circ$  растворение резко изменяет форму петли гистерезиса: она не только уменьшается по площади, но и становится прямоугольной с высоким значением остаточной индукции (она увеличивается на порядок) и крутым ходом ветвей. Ярко выраженная при  $\sigma = 0$  перетяжка почти полностью исчезает (на максимальной петле гистерезиса в присутствии  $\sigma$  этой перетяжки вообще нет). Эти изменения петли обусловлены резким изменением ДС, которая в размагнитченном под нагрузкой образце приобретает совершенно другой вид (см. рис. 14.4, б), чем был при  $\sigma = 0$  (см. рис. 14.4, а), и следовательно, процессы перемагничивания происходят иначе, чем без растворения. В гл. 7 показано, что при  $\sigma = 0$  в рассматриваемой области индукций (до 10 Тл) происходят смещения 90-градусных границ, а при  $\sigma > 0$  — смещения 180-градусных границ между внутренними и основными доменами, возникающими под воздействием растворения (см. гл. 13 и схему на рис. 13.6, б). Важно указать, что описанное в гл. 13 и в настоящем разделе изменение процессов намагничивания при растворении кристаллов типа (110) [001] перпендикулярно оси [001] подтверждается исследованиями ДС образцов методом ядерного гамма-резонанса [67, 68].

В силу качественно одинакового изменения ДС при растворении с изменениями ее при ТМО (см. гл. 13) квазистатические магнитные свойства монокристаллов изменяются аналогичным образом и в результате ТМО в насыщающем магнитном поле [84, 88]. Это видно из табл. 14.1, где приведены результаты, полученные на полосках, вырезанных из кристалла ти-

Таблица 14.1

Магнитные свойства монокристаллических образцов до и после ТМО [88]

$\alpha$ , град	$\mu_\sigma$		$\mu_{\max}$		$B_r$ , Тл		$H_c$ , Э	
	I	II	I	II	I	II	I	II
0	5000	5000	26000	28000	1,9	1,9	0,06	0,06
25	400	380	23500	23500	0,05	0,05	0,14	0,14
55	250	270	10000	14600	0,04	0,05	0,28	0,26
70	150	—	9000	15500	0,04	0,87	0,26	0,20
90	100	400	10500	25800	0,14	1,20	0,26	0,17

Г а б л и ц а 14.2  
Магнитные свойства поликристаллических образцов  
анизотропной ЭТС до и после ТМО [88]

$\alpha$ , град	$\mu_{\max}$		$H_c$ , Э		$B_r$ , Тл	
	I	II	I	II	I	II
0	140 000	142 000	0.061	0.06	14.6	14.5
25	20 300	26 000	0.12	0.10	0.8	1.15
55	10 000	16 500	0.28	0.23	0.25	1.05
70	11 000	17 700	0.26	0.15	0.11	1.05
90	10 500	23 000	0.26	0.14	0.20	1.20

па (110) [001] под разными углами к оси [001] в исходном, отожженном при  $1000^{\circ}\text{C}$  (I) и после ТМО (II) состояниях образцов.

В этой, а также следующих таблицах  $\mu_a$  — начальная проницаемость,  $\mu_{\max}$  — максимальная проницаемость,  $B_r$  — остаточная индукция,  $H_c$  — коэрцитивная сила.

Обратим здесь внимание также на то, что под вилянием ТМО качественно изменяется соотношение между  $\mu_a$  вдоль осей [001] ( $\alpha = 90^{\circ}$ ) и [111] ( $\alpha = 55^{\circ}$ ). Если до ТМО  $\mu_a$  вдоль оси [011] была меньше, чем вдоль [111] [28, 48], то после ТМО они, как видно из табл. 14.1, меняются местами.

Характерные для монокристаллических образцов изменения свойств в результате ТМО наблюдаются и в анизотропных электротехнических стальях с текстурой типа (110) [001] [88, 286].

В табл. 14.2 приведены результаты, полученные на полосках, вырезанных из таких сталей длинными сторонами под разными углами к оси текстуры (I — отжиг при  $1000^{\circ}\text{C}$ ,  $\tau = 3$  ч; II — ТМО). Видно, что наибольшие и благоприятные изменения свойств происходят также в образцах с  $\alpha > 55^{\circ}$ .

#### 14.2. Анализ изменения свойств при растяжении кристаллов

Описанные особенности изменения квазистатических магнитных свойств при растяжении кристаллов вдоль разных осей можно понять, если учесть, что наведенная им анизотропия по-разному влияет на размер и энергию различного рода доменов, непосредственно или косвенно участвующих в процессе намагничивания (см. разд. 13.4). Так, растяжение вдоль оси [001] приводит к добавочному сжатию основными полосовыми доменами трехгранных замыкающих доменов вблизи торцевых поверхностей образца (см. рис. 13.4) и увеличению их энергии. Тогда, вследствие повышения устойчивости последних к воздействию магнитного поля, будут затруднены и процессы смешения 180-градусных ДГ в основной структуре, формирующие суммарную индукцию образца. Кривая намагничивания на этом этапе станет более пологой, чем в нерастянутом образце (I на рис. 14.1). Но поскольку сдавливающее действие наведенной при растяжении анизотропии должно привести также к уменьшению размера и субдо-

менов, образующихся около различного рода несовершенств кристаллической решетки и снижающих результирующую индукцию, последняя после завершения смещений 180-градусных границ (в точке *A*) окажется несколько выше, чем до растяжения.

В случае, когда  $0 < \alpha < \alpha_c$  (2 рис. 14.1), намагничивание в отличие от описанного сопровождается процессом прорастания новых основных доменов во вторичной ДС (домены 3 и 4 на рис. 7.5). формирующейся около боковых поверхностей кристаллов (см. гл. 7, рис. 7.4, 7.5). Поскольку *M* в них составляют больший угол с осью растяжения, чем *M* в основной исходной структуре, под воздействием растяжения они также будут испытывать дополнительное сжатие со стороны основных. Вследствие этого развитие вторичной структуры в процессе намагничивания (в общем облегчающей смещение 180-градусных границ) по мере увеличения  $\sigma$  будет все более затруднено. При некоторых значениях  $\sigma$  этот процесс может быть вообще исключен. Все это и приводит к резкому смещению крутого участка кривой намагничивания в область больших значений магнитных полей, если  $\alpha < \alpha_c = \arctg\sqrt{2} \approx 55^\circ$ . По мере приближения  $\alpha$  к  $55^\circ$  векторы намагниченности участвующих в процессе доменов становятся все более равноправно ориентированными по отношению к оси растяжения. Тогда дополнительное воздействие их друг на друга будет уменьшаться и при  $\alpha = \alpha_c$  должно исчезнуть. В связи с этим отличие кривых намагничивания, соответствующих разным  $\sigma$ , должно постепенно уменьшаться и при  $\alpha = \alpha_c$  вообще исчезнуть, что и наблюдается в действительности (рис. 14.1, 3).

При  $\alpha > \alpha_c$ , в частности при  $\alpha = 90^\circ$ , ситуация оказывается противоположна той, которая наблюдается при  $0 \leq \alpha < 55^\circ$ . Здесь растяжение будет уменьшать "давление", производимое основными доменами на замыкающие (см. разд. 13.4), и облегчать тем самым ту перестройку ДС, которая осуществляется в процессе намагничивания перпендикулярно оси [001] (см. гл. 7). При некоторых нагрузках (см. рис. 13.5) исходная полосовая ДС еще в отсутствие поля может полностью перестроиться в структуру типа Б (см. схему 13.6, б). Тогда намагничивание в отличие от случая  $\sigma = 0$  будет происходить путем смещения 180-градусных ДГ между образовавшимися основными доменами с антипараллельными направлениями *M* вдоль осей [010] и [100]. Это облегчает намагничивание, а соответствующий этап кривой сдвигается под действием растяжений в область меньших полей. Поскольку в этой ситуации облегчается и рост субдоменов, снижающих при прочих равных условиях величину индукции, последняя в присутствии растяжения за крутым изгибом кривой вначале становится несколько ниже, чем при  $\sigma = 0$ , а уж затем, по мере увеличения поля, приближается к ней.

С описанных позиций понятно и поведение петель гистерезиса при растяжении образцов. В ситуации  $\alpha < \alpha_c$  в силу неблагоприятного воздействия гистерезиса на энергию вторичных доменов не только затрудняется намагничивание, что сопровождается "вытягиванием петли гистерезиса и увеличением ее площади, но и ускоряются процессы обратной перестройки ДС – от вида, соответствующего состоянию в *B<sub>m</sub>* (с большим объемом вторичной структуры), к исходной полосовой, характерной для размагниченного состояния. Вследствие этого увеличивается и степень перетяжки петли. В ситуации  $\alpha > \alpha_c$ , наоборот, уменьшая энергию вторичной структуры,

растяжение обеспечивает возможность ее существования на всем цикле перемагничивания, в том числе и при  $H = 0$ , где вид ДС на поверхности практически такой же, как и при  $B_m$  (фото б, г на рис. 14.4). Это означает, что перемагничивание в основном происходит в полях, противоположных по знаку намагничивающему, и осуществляется путем смещения 180-градусных границ в системе новых основных (внутренних) доменов (см. схему 13.6, б). Этим обусловлены резкий рост остаточной индукции и более крутой фронт исходящей ветви петли гистерезиса под воздействием растяжения.

Качественная идентичность воздействия ТМО и растяжения на ДС (см. гл. 13) и магнитные свойства (Fe-Si)-кристаллов позволяет все сказанное отнести и к случаю изменения квазистатических свойств при ТМО.

### 14.3. Поведение кривых линейной магнитострикции при растяжении образцов

Кривые линейной магнитострикции позволяют не только качественно судить о процессах технического намагничивания в материале и изменениях этих процессов, в частности под влиянием наведенной анизотропии по их поведению в монокристаллах оказывается также возможным разобраться в тех вопросах, которые с общетеоретических позиций объяснить довольно сложно. Одним из них является неожиданное появление отрицательного участка в области процессов смещения ДГ на кривых магнитострикции поликристаллических образцов железокремнистых сплавов, подвергнутых растяжению [199–203].

В связи с этим рассмотрим изменение кривых линейной продольной магнитострикции ( $\delta l/l$ )<sub>0</sub> при растяжении монокристаллов типа (110) [001] под разными углами  $\alpha$  к оси [001] (рис. 14.5) [80, 82, 83]. Ради простоты обозначим  $(\delta l/l)_0 = \lambda$ . Эти изменения в зависимости от величины угла качественно различны и носят резко анизотропный характер. Так, при  $\alpha = 0$  (1–3) растяжение понижает магнитострикцию, а величина ее в области магнитного насыщения при  $\sigma = 10$  МПа становится близка к нулю. Резкое уменьшение  $\lambda$  при растяжении наблюдается и у образца с  $\alpha = 90^\circ$  (7–9). В этом случае уже при нагрузке  $\sigma = 3$  МПа (8) максимальная величина магнитострикции уменьшается в несколько раз по сравнению с ее значением в исходном состоянии (7), а область индукций, где  $\lambda$  равна нулю, значительно расширяется. При  $\sigma = 20$  МПа кривая переходит в область отрицательных значений (9). В то же время у образца с  $\alpha = 55^\circ$  кривая магнитострикции при растяжении не изменяется. Экспериментальные точки при различных нагрузках практически укладываются на одну кривую 10.

Более сложное поведение кривых магнитострикции наблюдается при растяжении образца с  $\alpha = 25^\circ$  (4–6), у которого уже в исходном состоянии обнаруживается отрицательный участок с минимумом (4). При нагрузках до 20 МПа кривые магнитострикции поникаются, "глубина" отрицательного минимума  $h$  увеличивается, но он становится более размытым (6). Дальнейшее увеличение нагрузки, наоборот, ведет к повышению кривой магнитострикции, в результате чего при нагрузке  $\sigma \approx 30$  МПа она совпадает с кривой при  $\sigma \approx 3$  МПа (5). Аналогичное поведение кривых магнитострикции наблюдалось и при растяжении образца с  $\alpha = 15^\circ$  [80].

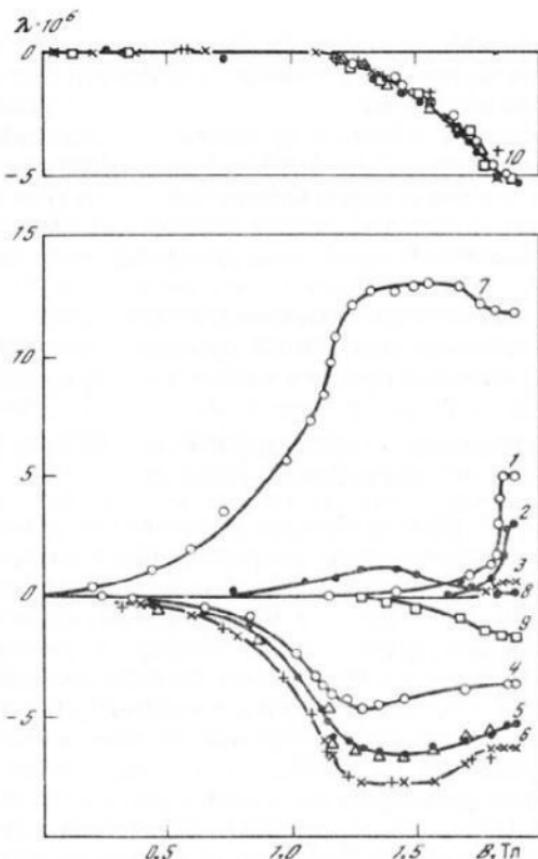


Рис. 14.5. Изменение кривых магнитострикций при растяжении кристаллов (110) [001] под разными углами  $\alpha$  к оси [001] [83]

$\alpha$ , град: 1–3 – 0; 4–6 – 25; 7–9 – 90; 10 – 55;  $\sigma$ , МПа: –○– – 0, –●– – 3, –х– – 7, –+– – 18, –□– – 20, –△– – 30

Эти результаты показывают, что характер изменения кривых магнитострикций, как и кривых намагничивания, зависит от взаимной ориентации кристаллографической ОЛН и линии растяжения. В связи с этим можно понять и поведение при растяжении кривых магнитострикций изотропных поликристаллов [199–201]. Действительно, в поликристаллах кристаллиты, по-разному ориентированные относительно линии растяжения и магнитного поля, дают различный вклад в суммарную магнитострикцию. При этом в отсутствие нагрузки преобладает положительная магнитострикция за счет большой ее величины у кристаллитов, которые намагничиваются под углами  $\alpha > \alpha_c \approx 55^\circ$ . Но уже при небольших растягивающих нагрузках положительная магнитострикция таких кристаллитов сильно снижается, тогда как в кристаллитах с  $\alpha < \alpha_c$  отрицательные ее значения даже несколько увеличиваются. В результате этих процессов в поликристаллических изотропных образцах кремнистого железа при растяжении четко выявляется отрицательный участок.

Аналогичное изменение кривых магнитострикции происходит и в результате ТМО в насыщающем магнитном поле (см. разд. 14.2) [84], что не удивляет, поскольку и растяжение, и ТМО приводят к качественно одинаковым изменениям ДС. Вид кривых магнитострикции при растяжении и после ТМО монокристаллов рассматриваемой ориентации легко понять на основе изменений их ДС и процессов намагничивания. Действительно, как показано в гл. 7, эти кривые определяются суммарным вкладом в процессы намагничивания субдоменов, вызываемых неоднородными внутренними напряжениями, включениями или пустотами, и вторичных доменов, возникающих в процессе намагничивания под углом к оси [001]. Наличие первых приводит к дополнительному росту положительной магнитострикции [21, 81], появление вторых сопровождается в (Fe–Si)-сплавах возникновением отрицательного участка на кривых магнитострикции (см. гл. 8). Поскольку появление даже незначительной одноосной анизотропии, в частности при растяжении, уменьшает объем субдоменов (или исключает их совсем), понятен факт резкого снижения магнитострикции в образце с  $\alpha = 0$  и углубление отрицательного участка на кривой магнитострикции у образца с  $\alpha = 25^\circ$ , связанного со вторичными доменами. Однако из-за уменьшения роли последних в процессе намагничивания с ростом растягивающих усилий происходит обратное явление – повышение кривых магнитострикций: кривые при  $\sigma = 3$  и 30 МПа совмещаются (см. рис. 14.5, 5).

Неизменность кривых магнитострикции при растяжении образца с  $\alpha = \alpha_c$  (рис. 14.5, 10) обусловлена вследствие симметрии осей [100] относительно оси растяжения неизменностью поведения ДС в магнитном поле (см. гл. 8). К тому же в этом случае кривые целиком связаны с процессами вращения, поскольку 90-градусные смещения в такой ситуации не дают вклада в магнитострикцию (см. гл. 8).

Резкое изменение кривых магнитострикции в случае, когда растяжение производится вдоль оси [110] ( $\alpha = 90^\circ$ ), связано с кардинальным изменением равновесной ДС и процессов намагничивания. В отсутствие растяжения, когда намагничивание в достаточно широкой области индукции (до  $\sim 1,5$  Тл) осуществляется путем смещения 90-градусных границ (см. гл. 7), велики и значения магнитострикции, а кривая целиком располагается в положительной области (см. рис. 14.5, 7). Уже относительно небольшие растягивающие усилия, частично или полностью исключающие 90-градусные смещения (см. гл. 13, рис. 13, 6, б), приводят к снижению кривой  $\delta$  (рис. 14.5) и, наконец, к виду, характерному для случая  $\alpha = \alpha_c$  (рис. 14.5, 9), поскольку при достаточно высоких  $\sigma$  магнитострикция может формироваться в основном в результате процессов вращения  $M$  к направлению поля.

#### 14.4. Влияние растяжения на электромагнитные потери в монокристаллических пластинах типа (110) [001]

Влияние упругого растяжения на характер поведения электромагнитных потерь в монокристаллах типа (110) [001] изучалось во многих работах (см., напр.: [41, 419, 448, 452]). Рассмотрим результаты, полученные на образцах, вырезанных в виде полосок с разными значениями либо угла  $\alpha$  между осью [001] и длинной стороной, вдоль которой измеряются

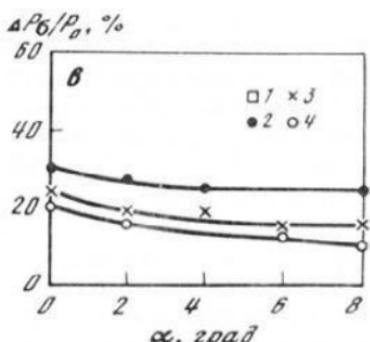
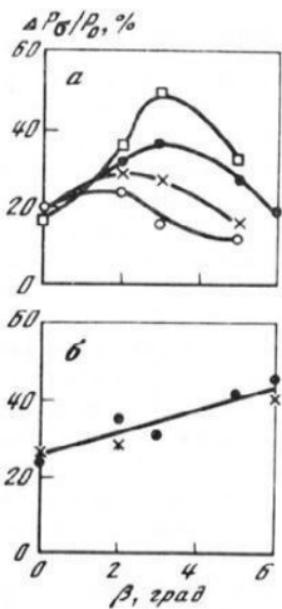


Рис. 14.6. Относительное изменение магнитных потерь при растяжении монокристаллов типа (110) [001] в зависимости от величины углов  $\beta$  (а, б) и  $\alpha$  (в) [41]

$\sigma$ , МПа: а – 30; б – 60;  $B_m$ , Тл: 1 – 0,5; 2 – 10; 3 – 1,5; 4 – 1,7;  $f$  = 60 Гц

потери и действуют натяжения, либо угла  $\beta$ , который эта ось составляет с плоскостью листа [41]. На рис. 14.6 приведены зависимости относительного изменения суммарных потерь (в процентах) при растяжении от величины указанных углов. Видно, что эффективность растяжения в образцах разной ориентации качественно различна и зависит от величины растягивающей нагрузки. Так, в образцах, отличающихся по углу  $\beta$ , при удельной нагрузке  $\sigma \leq 30$  МПа (рис. 14.6, а) с увеличением  $\beta$  от 0 до  $6^\circ$  относительное уменьшение потерь при растяжении сначала растет, а затем снижается. Максимум его наблюдается при  $\beta \approx 2-3^\circ$ . По мере увеличения амплитуды индукций максимальное снижение потерь уменьшается: если при  $B_m = 0,5-1,0$  Тл они уменьшаются примерно на 40% по сравнению со значением в нерастянутых образцах, то при  $B_m = 1,5-1,7$  Тл – не более чем на 20%. Местоположение указанного максимума сдвигается в область меньших значений  $\beta$ . Увеличение растягивающей нагрузки до 60 МПа в этом случае приводит совершенно к другой зависимости эффекта растяжения от величины угла  $\beta$  (рис. 14.6, б) – относительное уменьшение потерь только растет с ростом  $\beta$ . При этом четкого влияния на эту зависимость амплитуды индукции не обнаруживается.

Изменение потерь при растяжении образцов, отличающихся по углу  $\alpha$  (рис. 14.6, в), имеет качественно другой характер: с увеличением  $\alpha$  от 0 до  $8^\circ$  эффективность растяжения уменьшается как при относительно больших ( $\sigma = 60$  МПа), так и при более низких нагрузках. Этот результат качественно аналогичен сообщенному в работе [448], где показано, что с ростом магнитной проницаемости в поле 8 А/см, которая принята в качестве параметра, характеризующего степень приближения образца к идеальной ориентации ( $\alpha \sim \beta \sim 0$ ), эффективность растяжения увеличивается. Таким образом, в образцах, отличающихся по характеру небольшого

отклонения ОЛН от оси растяжения ( $\alpha \approx \beta \leq 10^\circ$ ) выявлено качественно различное изменение потерь. При достаточно больших  $\sigma > 30$  МПа эффективность растяжения с ростом  $\alpha$  снижается, а с ростом  $\beta$  увеличивается; при  $\beta \leq 30$  МПа изменение потерь в зависимости от величины  $\beta$  оказывается немонотонным.

Описанное поведение зависимости мощности потерь от величины углов  $\alpha$  и  $\beta$  при упругом растяжении образцов качественно коррелирует с изменением ширины основных доменов. Детальное наблюдение за изменением ДС исследуемых образцов показало, что при нагрузках до 30 МПа наибольшее относительное уменьшение ширины основных доменов в размагниченных образцах, различающихся по углу  $\beta$ , наблюдается у образцов с  $\beta = 2-3^\circ$ . У этих же образцов обнаруживается, кроме того, дополнительное дробление ДС в процессе динамического перемагничивания под нагрузкой. Последнее связано, по-видимому, с повышением плотности энергии поверхностных магнитных зарядов в результате исчезновения некоторых замыкающих доменов [30, 110, 214, 317]. В то же время повышение нагрузки до 60–80 МПа в образцах с  $\beta < 3^\circ$  не сопровождается заметным дополнительным уменьшением ширины доменов, тогда как в образцах с  $\beta > 3^\circ$  наряду со значительным изменением замыкающей ДС [214] наблюдается более интенсивное дробление и основной доменной структуры: ширина основных доменов становится сравнимой или даже меньшей, чем в образцах с  $\beta \leq 3^\circ$  при тех же нагрузках. В образцах, различающихся по величине  $\alpha$ , наоборот, при  $\sigma = \text{const}$  относительное уменьшение ширины доменов снижается с ростом  $\alpha$ . Наибольшим оно оказывается при  $\alpha = 0$ .

При незначительных отклонениях перемагничивающего поля от ОЛН гистерезисные ( $\alpha \approx \beta \leq 10^\circ$ ) потери составляют малую часть ( $\leq 10\%$ ) от суммарных. Следовательно, поведение последних будет определяться главным образом поведением вихревоковой составляющей. Поскольку ее мощность непосредственно связана с размерными параметрами ДС (см. гл. 10), становится понятной хорошая корреляция поведения суммарных потерь в рассмотренных образцах с изменением ширины доменов в них при растяжении.

Более сложной оказывается ситуация, когда растяжение и перемагничивание монокристаллов типа (110) [001] осуществляются под большими углами  $\alpha$  к оси [001]. На рис. 14.7 показано поведение суммарной мощности потерь и ее составляющих при растяжении нагрузками, не превышающими 20 МПа, в образцах с  $\alpha = 25, 55, 90^\circ$  ( $B_m = 0,75$  Тл). Видно, что в зависимости от угла  $\alpha$  продольный эффект растяжения качественно различен: мощность суммарных потерь в образце с  $\alpha = 90^\circ$  (рис. 14.7, в) резко снижается (более чем на 30%); с  $\alpha = 25^\circ$  (рис. 14.7, а) заметно увеличивается, а с  $\alpha = 55^\circ$  (рис. 14.7, б) – остается неизменной. При этом в образце с  $\alpha = 25^\circ$  рост потерь целиком связан с ростом гистерезисной составляющей. Вихревоковые потери не изменяются при увеличении  $\sigma$  в рассматриваемых пределах; в образце с  $\alpha = 90^\circ$  снижение потерь обусловлено уменьшением как гистерезисных, так и вихревоковых потерь (при нагрузках  $\sigma \approx 5$  МПа), а при более высоких  $\sigma$  – только вихревоковых. Гистерезисные потери в последнем случае мало изменяются, и даже отмечается тенденция к увеличению их по мере увеличения  $\sigma$ . В образце с  $\alpha = 55^\circ$  незначительное снижение вихревоковой составляющей (~5%) полностью компенсируется

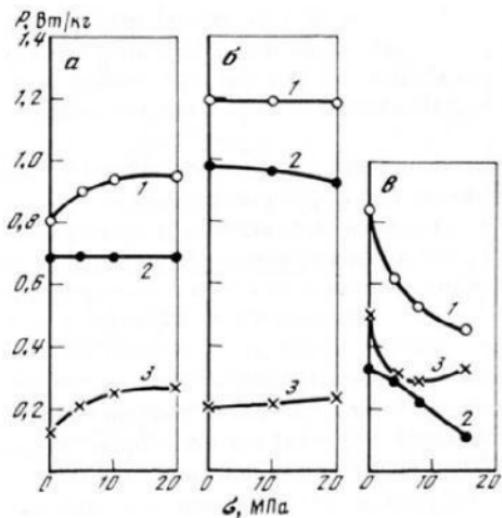


Рис. 14.7. Изменение магнитных потерь при растяжении монокристаллов (110) [001] под разными углами к оси [001] [80]

$B_m = 0.75$  Тл,  $f = 60$  Гц,  $d = 0.3$  мм;  $\alpha$ , град:  $a-b$  – 25, 55, 90 соответственно; 1–3: суммарные, вихревоковые, гистерезисные потери соответственно

ростом гистерезисной. Аналогичные закономерности наблюдаются при  $B_m = 0.5$  и 1,0 Тл.

Описанные закономерности легко понять, если учесть, что растяжение в рассматриваемых случаях по-разному влияет на вид ДС в размагниченных образцах и характер процессов намагничивания: при  $\alpha < \alpha_c$  они качественно не изменяются, тогда как при  $\alpha > \alpha_c$  меняются кардинальным образом. Наглядно это видно, в частности, из рис. 14.3 и 14.4 соответственно для  $\alpha = 25$  и  $90^\circ$ . В первом случае неизменность вида ДС и ее размерных параметров при растяжении сопровождается неизменностью и вихревоковых потерь. Однако затруднение процессов перемагничивания (см. разд. 14.1) приводит к росту гистерезисной составляющей, которая и определяет поведение суммарных потерь. Во втором случае ( $\alpha = 90^\circ$ ), когда при растяжении меняется тип ДС, резко уменьшаются ее размерные параметры и изменяется характер процессов, суммарные потери сильно снижаются почти в равной степени за счет уменьшения гистерезисной и вихревоковой составляющих.

#### 14.5. Анизотропные электротехнические стали

Описанные закономерности изменения ДС и ее размерных параметров наблюдаются и в отдельных кристаллитах при растяжении анизотропных электротехнических сталей с текстурой Госса [317, 331, 361, 407], где ориентационное распределение ОЛН близко к рассмотренным в разд. 14.4 монокристаллам. При этом наиболее существенное относительное уменьшение ширины доменов наблюдалось в кристаллитах, ОЛН которых отклонены от плоскости листа на небольшой угол ( $\sim 3^\circ$ ). Было замечено также, что растяжение приводит в активное состояние те доменные границы, которые в его отсутствие оказывались малоподвижными, дополнительно снижая эффективную ширину доменов.

Поскольку средний размер доменов существенно отражается на мощности вихревоковых потерь (см. гл. 10), которые в текстурованных сталях являются преобладающими, ясно, что растяжение можно использовать для уменьшения электромагнитных потерь в таких сталях вдоль оси текстуры, причем эффективность его воздействия должна в силу сказанного зависеть от степени совершенства текстуры. Эти ожидания качественно подтвердили непосредственные измерения потерь в материалах с разным уровнем кристаллографической текстуры в присутствии нагрузки [61, 241, 362, 363, 394, 449]: растяжение существенно снижало потери в высокоанизотропных крупнокристаллических сталях, причем наибольшее снижение обнаружено в материале HI-B с величиной  $B_{800} \approx 1,95$  Тл [394]; в материалах с низким уровнем текстуры ( $B_{800} < 1,8$  Тл), где в суммарных потерях велика доля гистерезисных, растяжение может оказать вредное воздействие, поскольку должно сопровождаться заметным ростом гистерезисных потерь, перекрывающим иногда уменьшение вихревоковой составляющей (см. разд. 14.3, а также [94]).

Итак, уровень электромагнитных потерь в анизотропных электротехнических сталях можно понизить не только за счет получения оптимальных степени совершенства и характера кристаллографической текстуры (см. разд. 12.7), но и путем создания постоянно действующего в материале механического растяжения вдоль оси текстуры, приводящего к дроблению ДС и снижению в связи с этим вихревоковых потерь.

В современных электротехнических сталях в качестве такого воздействия используются так называемые магнитоактивные покрытия, антизотропно влияющие на свойства поверхностных слоев материала [53, 190, 191, 192, 424]. За счет нанесения таких покрытий (состав которых мало известен) и происходило в основном в течение последних 30 лет существенное повышение качества высокоанизотропных электротехнических сталей [241, 330, 344, 352, 394, 411, 426, 427].

Уменьшение размерных параметров ДС, а следовательно, и снижение вихревоковых потерь в крупнокристаллических высокоанизотропных сталях возможно также за счет создания вытянутых перпендикулярно оси текстуры субструктурных границ и локальных поверхностных дефектов. Последние могут быть нанесены механическим, лазерным или химическим способом. Не имея возможности подробно остановиться здесь на этом цикле работ, просим заинтересованного читателя обратиться к некоторым из них [91, 148, 149, 296, 324, 328, 343, 365, 378, 379, 434, 445].

#### 14.6. Оценка создаваемых поверхностными покрытиями напряжений и влияние их на ДС и потери (Fe–Si)-сплавов

Упругие растягивающие деформации в прилегающих к поверхностному покрытию слоях металлах возникают вследствие различия их коэффициентов линейного термического расширения (КЛТР). Если КЛТР у покрытия меньше, чем у металла, то при охлаждении системы металл–покрытие от температуры запекания последнего ( $600\text{--}800^\circ\text{C}$ ) покрытие сократится меньше, чем металл, поэтому при комнатной температуре прилегающий

к покрытию слой металла будет находиться под постоянным растягивающим воздействием покрытия. Анализ возникающих напряжений [53, 190, 191, 449] показал, что они практически изотропны в плоскости листа. Анизотропное воздействие их на свойства анизотропных сталей может быть связано с анизотропией температурных зависимостей констант магнитострикции [428]. Об этом свидетельствует тот факт, что в изотропных стальях анизотропное воздействие покрытия на свойства (при равных условиях) не выявлено [53].

Величина напряжений  $\sigma_F$ , создаваемых покрытием с КЛПР  $\alpha_1$  в металле с КЛПР  $\alpha_0$  после охлаждения системы от  $t_0$  до  $t$  оценена в работе [290]. Считалось, что ферромагнитная пластина и покрытие подчиняются закону Гука и жестко сцеплены между собою. Тогда в плоскости  $xy$ :

$$\sigma_F = - \frac{(\alpha_0 - \alpha_1)(t - t_0)}{1 + (h/d)(E_1/E_0)} E_1 \frac{h}{d}. \quad (14.1)$$

Здесь  $E_0$  и  $E_1$  — модули Юнга металла и покрытия;  $2d$  — толщина пластины;  $2h$  — толщина покрытия (на двух сторонах пластины). При записи (14.1) учтено, что магнитострикционная деформация  $\lambda_s$  много меньше температурной ( $\lambda_s \ll \alpha_0 |(t_0 - t)|$ ), поэтому температурные напряжения можно определить как для чисто упругого тела. Обычно  $h/d$  настолько мало, что мало и  $hE_1/dE_0$ , так что во многих случаях знаменатель в (14.1) можно заменить на 1. Полагая в этом случае  $\alpha_0 = 13 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ ,  $\alpha_1 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$  (магнийфосфатное покрытие),  $E_1 = 2,07 \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^2$ ,  $t_0 - t_1 = 750 \text{ }^{\circ}\text{C}$  и  $h/d \approx 0,01$ , получаем следующую оценку напряжений:  $\sigma_F = 0,8 \text{ кг/мм}^2 = 8 \text{ МПа}$ . Поскольку пластины тонкие, т.е.  $d \ll L_y$  ( $L_y$  — размер пластины в ее плоскости), можно считать, что напряжения, вызываемые покрытием, однородны по сечению пластины.

Для того чтобы оценить ширину доменов в кристалле при наличии покрытия, можно воспользоваться точно таким же приемом, который был использован в разд. 6.2. При вычислении плотности магнитоупругой энергии  $E_{MY}$  было учтено, что относительный объем приповерхностных доменов в замыкающей области мал и вся область в основном состоит из доменов, намагниченных под углом  $\pi/4$  к поверхности образца. В этом приближении было найдено

$$E_{MY} = b_M D L_y^{-1}, \quad (14.2)$$

где

$$b_M = \frac{\sqrt{2} B_1^2}{6 \tilde{c}_{11}} \left\{ (1 - c_M) (2 - c_M) - \sigma_F (1 + c_M) \frac{3}{B_1} [1 + 2 p \tilde{c}_{44} (2 \nu_{12} + \frac{\tilde{c}_{11} \tilde{c}_{11}^{-1}}{1 + c_M})] \right\};$$

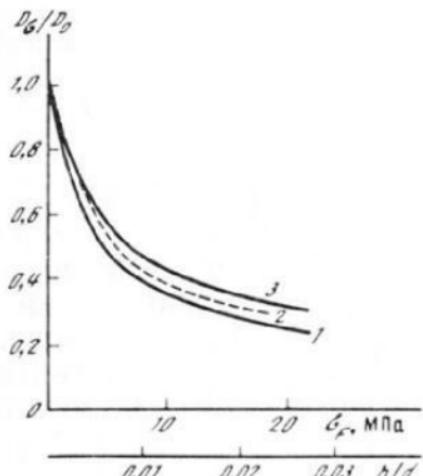
$$c_M = c_{12} (c_{11} + c_{12} + 2 c_{44})^{-1}; \quad \tilde{c}_{11} = c_{11} (1 - 2 \nu_{12}^2 \tilde{c}_{44} / c_{44});$$

$$\nu_{12} = c_{12} / c_{11}; \quad \tilde{c}_{44} = c_M c_{44} \nu_{12}^{-1}. \quad (14.3)$$

Оставляя в энергии  $E_y$  доменных стенок, рассчитанной на единицу объема пластины, только слагаемые, связанные с шириной домена, т.е.

Рис. 14.8. Влияние растягивающих напряжений  $\sigma_F$  и толщины покрытий на относительное изменение ширины доменов  $D_\sigma/D_0$  в (Fe-Si)-пластинках типа (II0) [247]

Экспериментальные (1) и расчетные (2) данные, соответствующие одноосным растяжениям, и расчетные данные, учитывающие напряжения от покрытий (3)



полагая  $E_\gamma = \gamma_A/D$ , где  $\gamma_A$  — плотность энергии ДГ, и минимизируя полную плотность энергии  $E_\gamma + E_{\text{МУ}}$  по ширине домена  $D$ , для равновесной ширины  $D_\sigma$  получаем

$$D_\sigma = (\gamma_A/b_M)^{1/2} L_y^{1/2}, \quad (14.4)$$

где  $L_y$  размер пластины вдоль оси  $y$ , по направлению которой ориентированы доменные границы основной ДС.

Из (14.4) с учетом (14.3) и (14.1) следует, что ширина доменов зависит от напряжений, вносимых покрытием, а также от отношения толщины покрытия к толщине пластины.

Используя приведенные ранее численные данные и значения констант  $c_{ik}$  для (Fe-3 мас.% Si)-сплавов из гл. 1, можно построить график зависимости  $D_\sigma/D_0$ , где  $D_0$  — равновесное значение ширины домена при  $\sigma = 0$ , от отношения толщины покрытия к толщине листа  $h/d$  или от напряжений  $\sigma_F$ . Полученная зависимость построена на рис. 14.8 (1). Здесь же нанесена зависимость  $D_\sigma/D_0$  от  $h/d$  и  $\sigma_F$  для случая одноосного растяжения кристалла без покрытия — 2 (соответствующие формулы смотри в разд. 13.4). Штриховая линия отражает эксперимент [247]. Из рисунка видно, что уже достаточно малые напряжения приводят к существенному уменьшению ширины доменов. Как следует из гл. 13, такое резкое изменение  $D_\sigma$  происходит по той причине, что при  $h/d > 0,005$  напряжения  $\sigma_F$  существенно превосходят магнитострикционные напряжения  $\lambda_{100} \sigma_{11}$ , обусловливающие равновесную ширину доменов в отсутствие покрытий.

Используя простейшее выражение для мощности вихревоковых потерь (10.55), а также полученное для ширины домена  $D_\sigma$  выражение (14.4), получим

$$W_b/W_{\text{кл}} \approx 1,63 D_\sigma/d \approx 1,63 (\gamma_A/b_M)^{1/2} L_y^{1/2} d^{-1}. \quad (14.5)$$

Отсюда видно, что мощность потерь в сильной степени зависит от отношения  $h/d$ , причем даже достаточно тонкое покрытие ( $h/d \approx 0,005$ ) может

уменьшить потери почти в 2 раза. Конечно, надо помнить, что это всего лишь оценочные показатели, которые получены в предположении идеально однородного сцепления материала с покрытием, что реально едва ли возможно (см. напр.: [94, 129]).

## Глава 15

### ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

#### 15.1. Перераспределение направлений легкого намагничивания и стабилизация доменной структуры под влиянием индуцированной анизотропии

Формирование индуцированной анизотропии в среднелегированных электротехнических сталях (1.5–4 мас.% Si) связывают преимущественно с процессом направленного упорядочения атомов (см. разд. 4.4). Для минимизации энергии кристалла в условиях интенсивной диффузии пары одинаковых атомов перераспределяются так, что их оси — линии, соединяющие центры атомов, — ориентируются в соответствии с направлением намагниченности в каждом объеме ферромагнетика. Их расположение сохраняется и после охлаждения материала до температуры, при которой диффузия заторможена.

Если во время наведения диффузационной анизотропии ферромагнетик был намагнчен до насыщения внешним магнитным полем, возникает единая по всему образцу ось индуцированной анизотропии.

В материале с низкой естественной магнитной анизотропией наведенная анизотропия может оказаться преобладающей. В этом случае ось легкого намагничивания оказывается не связанной с кристаллографией материала. Наведенная анизотропия будет полностью определять его доменную структуру и магнитные свойства.

В кремнистом железе  $\chi_u \ll \chi_1$  (см. разд. 4.4), поэтому индуцированная анизотропия не вызывает отклонения намагниченности от направлений  $\langle 100 \rangle$ . Складываясь с естественной кристаллографической анизотропией и создавая неравноправность трех осей легкого намагничивания  $\langle 100 \rangle$ , в зависимости от условий обработки она может выделять одну или две предпочтительные оси из трех  $\langle 100 \rangle$ , вызывая перестройку доменной структуры материала (см. гл. 13).

Если в процессе формирования диффузационной индуцированной анизотропии ферромагнетик находится в многодоменном состоянии, например размагнчен или находится в слабом магнитном поле, то формируется локальная магнитная анизотропия. В каждом домене появляется своя ось

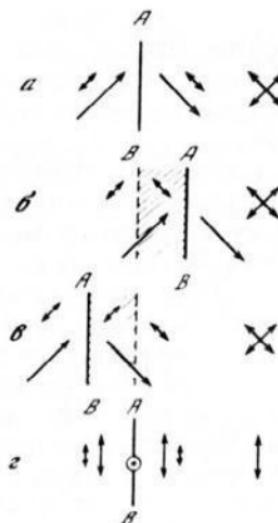


Рис. 15.1. Схема, поясняющая возникновение возвращающей силы при стабилизации ДГ

легчайшего намагничивания, ориентация которой в любом объеме материала совпадает с направлением намагниченности, существовавшим в процессе установления индуцированной анизотропии, что и стабилизирует ДС.

Следует заметить, что стабилизация 180- и 90-градусных доменных границ происходит по-разному [41]. Понять это можно с помощью рис. 15.1. Здесь односторонними стрелками изображена намагниченность в двух доменах, разделенных 90-градусной границей  $AB$ . Длинные двунаправленные стрелки изображают ориентацию ОЛН в обеих частях кристалла, обусловленных естественной кристаллографической анизотропией. Короткие двунаправленные стрелки показывают ориентацию ОЛН, наведенных в процессе ТМО. Если ТМО проводилась в отсутствие внешнего магнитного поля и при этом 90-градусная ДГ занимала положение, указанное на рис. 15.1,  $a$ , то при последующем приложении к образцу при комнатной температуре внешнего магнитного поля, смещающего ДГ вправо (рис. 15.1,  $b$ ) или влево (рис. 15.1,  $c$ ), энергия анизотропии кристалла будет возрастать на величину  $\mathcal{K}_u \Delta V$ . Здесь  $\mathcal{K}_u$  – константа наведенной анизотропии;  $\Delta V$  – перемагниченный объем. С этим увеличением энергии связана возвращающая сила, которая на расстояниях, больших толщины границы, будет постоянной величиной: не будет зависеть от величины ее смещения. После выключения поля 90-градусная граница возвращается в исходное состояние.

При наличии 180-градусных ДГ оси наведенной анизотропии в соседних доменах параллельны друг другу (рис. 15.1,  $d$ ). На первый взгляд может показаться, что их стабилизация невозможна. Однако это не так. ДГ имеет конечную толщину, в пределах которой ориентация намагниченности не совпадает с направлением намагниченности в доменах. В центре границы она перпендикулярна плоскости листа. В процессе ТМО в объеме границы наводится своя ОЛН. Следовательно, при смещении 180-градусной

границы на малые расстояния, соизмеримые с ее толщиной, на нее также будет действовать возвращающая сила, для преодоления которой требуется затрата дополнительной энергии. Однако когда граница сдвинется на расстояние, большее чем ее толщина, возвращающая сила обратится в нуль, поскольку из-за трансляционной инвариантности все положения границы оказываются эквивалентными.

Таким образом, хотя и возникает стабилизация 180-градусных ДГ, из-за незначительности расстояний, на которых действуют ее силы, она может и не повлиять на макроскопические магнитные свойства образца. Однако в реальных образцах ДС может быть такой, что 180-градусные границы будут блокированы стабилизованными 90-градусными границами, и это должно отразиться на магнитных свойствах материала. Такое состояние можно наблюдать, например, в нетекстуированной электротехнической стали. Из-за того что ОЛН в большинстве ее кристаллов ориентированы под большими углами к плоскости листа, на поверхности образуется густая сеть доменов с 90-градусными границами, замыкающих магнитный поток внутренних доменов со 180-градусными границами. В следующих разделах будет показано, что магнитные свойства такого материала очень чувствительны к изменению индуцированной анизотропии.

Наибольшее влияние стабилизация ДС оказывает на свойства достаточно чистых и кристаллографически совершенных образцов. Если материал содержит много дефектов, препятствующих смещениям ДГ, то возвращающая сила, действующая на 90-градусные границы, может не быть пропорциональной перемагничиваемому объему, поскольку, смесявшись из стабилизированного положения, они задержатся дефектами. При достаточно большом числе дефектов стабилизация ДГ вообще может не проявиться [155].

Рассмотрим далее, как предотвратить стабилизацию ДС в кремнистом железе.

Первым из методов дестабилизации ДС можно назвать охлаждение образца от температуры минимума начальной проницаемости в насыщающем магнитном поле [159]. Практическое применение этого метода неудобно тем, что для уничтожения ДС в материалах с большой кристаллографической магнитной анизотропией нужны большие магнитные поля.

Второй метод — охлаждение образца во вращающемся магнитном поле (см., напр.: [59]). В данном случае причина дестабилизации связана с тем, что локальная ориентация намагниченности со временем изменяется. Это предотвращает выстраивание определенным образом пар атомов, ответственных за наведенную анизотропию. Недостатком метода является то, что вращающееся поле трудно создавать в изделиях удлиненной формы или с замкнутым магнитным потоком.

Третьим методом, приводящим к дестабилизации ДС, является охлаждение образца в знакопеременном магнитном поле [195]. В отличие от предыдущего его можно применять к изделиям любой формы. При достаточно большой амплитуде магнитного поля ДГ пробегают практически через весь объем перемагничиваемого ферромагнетика. В каждой точке материала в момент прохождения через нее ДГ будет происходить вращение векторов намагниченности, поэтому стабилизации ДС не произойдет. При малой амплитуде переменного поля не весь объем ферромагнетика

будет принимать участие в процессе перемагничивания, поэтому будет происходить лишь частичная дестабилизация ДС. Разновидностью этого метода является использование вместо переменного поля поочередного включения продольного и поперечного магнитных полей [102].

Четвертый метод дестабилизации доменной структуры заключается в быстром охлаждении материала от высоких температур [163]. В этом случае пары атомов, ответственные за возникновение индуцированной анизотропии, либо не успевают возникать, либо не успевают переориентироваться в соответствии с намагниченностью в ближайшем окружении. Однако практическое использование этого метода дестабилизации доменных границ затруднено тем, что для получения положительного эффекта необходимо создать условия, предотвращающие возникновение закалочных напряжений. Чем выше температура, от которой производится закалка, тем труднее это сделать. В работе [196] для снижения этой температуры предложено несколько видоизменить этот метод, введя непосредственно перед охлаждением наложение переменного поля на образец (см. далее табл. 15.2).

Рассмотрим несколько примеров, наглядно показывающих существование стабилизированной ДС в железокремнистых сплавах.

Поликристаллический образец в форме кольца из изотропной электротехнической стали был подвергнут ТМО в слабом постоянном циркулярном магнитном поле [194]. Затем с его поверхности травлением был удален слой, в котором располагалась стабилизированная замыкающая ДС. После процедуры стравливания у поверхности вновь возникла замыкающая структура, однако ее ДГ уже были нестабилизированы. При помещении такого образца в слабое переменное поле нестабилизированные границы стали совершать колебательные движения, о чем свидетельствовало размытие порошкового осадка, происходившее из-за инерции порошинок суспензии. С увеличением амплитуды переменного поля размытие границ увеличивалось. После выполнения описанных экспериментов образец вновь был подвергнут ТМО, в результате которой 90-градусные ДГ опять оказались стабилизованными. В слабых переменных полях их размытие уже не наблюдалось. Только после достижения амплитудой переменного поля некоторой критической величины, достаточной для преодоления стабилизирующего действия индуцированной анизотропии, стало возможным смещение ДГ.

В работе [431] наблюдалась ДС монокристаллической пластинки ( $Fe - 2,5$  мас. % Si)-сплава, вырезанной в виде параллелепипеда с наибольшей стороной, совпадающей с плоскостью (100), а с боков ограниченной плоскостями типа [110]. При охлаждении такого образца от температуры выше  $500^{\circ}C$  до комнатной в местах расположения 90-градусных границ благодаря появлению индуцированной анизотропии возникали настолько глубокие энергетические минимумы, что перемагничивание кристалла при комнатной температуре происходило не смещением границ существующих доменов, а путем возникновения и расширения новых клиновидных доменов с нестабилизованными границами.

Еще один пример, наглядно демонстрирующий стабилизирующее влияние  $\chi_{ii}$  на ДС монокристалла  $Fe - 4$  мас. % Si, был рассмотрен в работе [156]. Был взят образец в форме диска, поверхность которого совпадала



Рис. 15.2. ДС монокристаллического диска, вырезанного в плоскости (100), после различных ТМО [156]

*a, b* – локальная ТМО; *c, g* – ТМО в постоянном поле, параллельном [010]; *d, e* – ТМО в постоянном поле, параллельном [001]; *f, z* – ТМО во вращающемся поле; перед фотографированием ДС образец размагничивали переменным полем: *a, b, d, f, z* – вдоль [001]; *b, c, e, z* – вдоль [010]

с кристаллографической плоскостью (100), т.е. содержала два взаимно перпендикулярных направления легкого намагничивания [100].

Наблюдалось поведение ДС после охлаждения образца без магнитного поля, а также после ТМО в постоянном или вращающемся поле. Насыщающее магнитное поле при ТМО либо ориентировалось в плоскости диска вдоль одного из направлений (100), либо вращалось со скоростью 1 об./мин.

Фотоснимки ДС этого образца после разных обработок показаны на рис. 15.2. Фотографирование ДС осуществлялось с помощью эффекта Керра при комнатной температуре в отсутствие внешнего магнитного поля. Для получения устойчивого состояния образец перед фотографированием каждый раз размагничивался знакопеременным магнитным полем с убывающей до нуля амплитудой, ориентированным либо вдоль оси [001] (*a, b, d, f, z*), либо вдоль оси [010] (*b, c, e, z*).

Видно, что после охлаждения образца без поля домены относительно мелкие, а намагниченность в них ориентирована вдоль обеих ОЛН, параллельных плоскости диска. Они разделены друг с другом как 180-, так и 90-градусными ДГ. Все это свидетельствует об энергетической равноправности этих осей. Под влиянием размагничивания при комнатной температуре полями различных направлений 180-градусные границы легко изменяют свое положение, в то время как 90-градусные стремятся его сохранить.

Охлаждение образца во внешнем поле, параллельном одной из осей (100) в плоскости диска, приводит к возникновению антипараллельно намагниченных доменов, разделяющихся 180-градусными границами. Намагниченность в них всегда параллельна полю при ТМО.

После охлаждения образца во вращающемся поле при изменении направления размагничивающего поля меняется ориентация намагниченности в

доменах (см. рис. 15.2, ж, з). Ширина доменов в этом случае существенно больше, чем после ТМО в полях, параллельных осям [001] и [010].

Таким образом, приведенные в данной главе экспериментальные данные показывают, что возникающая в (Fe-Si)-сплавах индуцированная анизотропия, несмотря на малую величину по сравнению с естественной кристаллографической, может существенно изменять вид и поведение доменной структуры. Понять это можно на основе соображений, аналогичных тем, которые были сформулированы в гл. 13 при рассмотрении влияния растягивающих напряжений на ДС, а именно — изменения ДС под влиянием индуцированной анизотропии происходят из-за соизмеримости энергии индуцированной анизотропии с магнитоупругой энергией, определяющей равновесные размеры доменов.

## 15.2. Зависимость магнитных свойств от скорости охлаждения после термических обработок

Приняв во внимание сказанное в разд. 15.1, можно заключить, что влияние стабилизации ДС на магнитные свойства в чистом виде удобнее всего изучать на поликристаллических образцах изотропной электротехнической стали, сравнив магнитные свойства такого материала в двух состояниях: после медленного (при наличии  $\chi_u$ ) и после быстрого (в отсутствие  $\chi_u$ ) охлаждения от высокой температуры, при которой легко протекает диффузия, до комнатной.

Это исследование проводили на торoidalных образцах [162, 163, 196], штампованных из листов изотропной электротехнической стали. После штамповки образцы подвергали высокотемпературному отжигу при  $1300^{\circ}\text{C}$ . Было исследовано влияние скорости охлаждения на петли гистерезиса и магнитные потери. Термообработку образец проходил в контейнере. В первой серии опытов контейнер с образцом нагревали до  $700^{\circ}\text{C}$ , а затем охлаждали либо в воде, либо в масле, либо на медной плите, охлаждаемой водой. Средняя скорость охлаждения в интервале температур  $700\text{--}200^{\circ}\text{C}$  оценивалась по показаниям приваренной к образцу термопары

Таблица 15.1  
Зависимость магнитных свойств от скорости охлаждения [163]

Обработка	$\mu_s$	$\mu_{\max}$	$H_c, \text{Э}$	$B_r, \text{Тл}$	$P_{1,0/60, \text{Вт/кг}}$
1300 °C, 2 ч, охлаждение медленное	1530	12600	0,17	0,39	1,04
700 °C, охлаждение в масле	1740	16250	0,16	0,53	0,96
700 °C, охлаждение на плите	2300	23300	0,14	0,71	0,85
700 °C, охлаждение в воде	2750	33000	0,11	0,95	0,78

П р и м е ч а н и е.  $P_{B_m/f}$  — потери при заданных амплитудных значениях индукции  $B_m$  и частоты  $f$ .  $B_r$  — остаточная индукция,  $\mu_s$  — проницаемость в поле 0,005 Э.

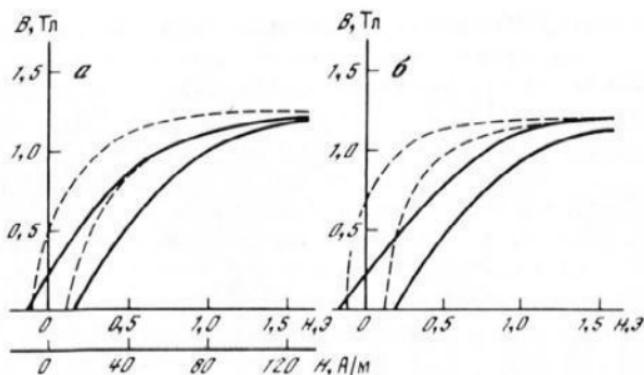


Рис. 15.3. Петли гистерезиса после медленного (сплошная) и быстрого (пунктир) охлаждения [163]

и составляла около  $4000^{\circ}\text{C}/\text{мин}$  при охлаждении в масле и около  $20000^{\circ}\text{C}/\text{мин}$  при охлаждении в воде. При охлаждении на плите она была промежуточной.

Магнитные свойства обработанных таким способом образцов приведены в табл. 15.1.

Для сравнения в первой строке таблицы приведены свойства образца после медленного охлаждения от высокой температуры. Данные таблицы показывают, что изменение магнитных свойств коррелирует с изменением скорости охлаждения.

Во второй серии опытов образцы в контейнерах нагревали до разных температур в интервале  $500\text{--}700^{\circ}\text{C}$  и охлаждали в воде. Было обнаружено, что такая обработка приводит к улучшению статической петли гистерезиса: снижается  $H_c$  и возрастает  $B_r$ . При этом чем выше температура нагрева перед быстрым охлаждением, тем лучше получаются магнитные свойства. В качестве примера на рис. 15.3 показаны петли гистерезиса образцов, охлажденных от  $530$  (а) и  $680^{\circ}\text{C}$  (б). На каждом рисунке для сравнения приведены исходные петли гистерезиса, полученные после медленного охлаждения образца от высокой температуры. Видно, что с увеличением температуры возрастает эффективность обработки. Очевидно,

Таблица 15.2

Влияние переменного поля на эффект закалки образца [196]

Обработка	$\mu_s$	$\mu_{\max}$	$H_c, \text{Э}$	$B_r, \text{Тл}$	$P_{1,0/60}, \text{Бт}/\text{кг}$
1300 $^{\circ}\text{C}$ , 2 ч, медленное охлаждение	1620	13 750	0.18	0.40	1.02
Нагрев до 500 $^{\circ}\text{C}$ , закалка в воде	2010	20 000	0.14	0.62	0.91
Нагрев до 500 $^{\circ}\text{C}$ , переменное поле, закалка в воде	2700	34 000	0.11	0.80	0.79

это связано с увеличением скорости охлаждения, что обеспечивает более полную дестабилизацию ДС благодаря разориентации анизотропных магнитных неоднородностей, ответственных за возникновение индуцированной анизотропии (см. гл. 4).

Когда затруднено проведение рассматриваемой обработки от высоких температур (например, из-за невозможности предотвратить окисление материала или избежать возникновения закалочных напряжений), можно повысить эффективность закалки от более низких температур кратковременным воздействием на образец переменным полем непосредственно перед закалкой (табл. 15.2) [162, 196].

Сравнение данных, приведенных в последних строках табл. 15.2 и 15.1, показывает, что магнитные свойства получаются совершенно идентичными после закалки в воде от 700 и от 500 °C, если в последнем случае образец на короткое время непосредственно перед охлаждением помещается в переменное магнитное поле. Это поле ускоряет разориентацию анизотропных магнитных неоднородностей, ответственных за создание  $\chi''$  в (Fe-Si)-сплаве. При последующем быстром охлаждении в воде, хотя оно проводится уже без поля, эти неоднородности не успевают выстроиться вновь в соответствии с распределением намагниченности в образце, поэтому его ДС оказывается дестабилизированной.

### 15.3. Термомагнитная обработка кремнистого железа

Под термомагнитной обработкой принято понимать одновременное воздействие на материал повышенной температуры и магнитного поля. В разных материалах при этом могут происходить различные физические процессы, изменяющие их свойства. В разд. 4.4 и 15.1 было сказано, что при повышенных температурах в среднелегированных (Fe-Si)-сплавах возникает диффузионная индуцированная анизотропия, в зависимости от условий ТМО могут происходить перестройка ДС, ее стабилизация и дестабилизация.

Рассмотрим, как эти изменения ДС будут отражаться на магнитных свойствах кремнистого железа. Однако прежде чем переходить к изложению этого материала, кратко остановимся на самой процедуре ТМО. Выясним, как следует выбирать температурный интервал для рационального проведения обработки, какие факторы влияют на эффективность ТМО.

Впервые изменение формы статической петли гистерезиса под влиянием ТМО наблюдалось в 1913 г. [388] на образцах нетекстуированной электротехнической стали. Подобного рода исследования, проводившиеся на образцах (Fe-Si)-сплавов до 1959 г., рассмотрены в обзоре [29]. Из более поздних можно упомянуть работы [306, 318, 354, 376] и др. Общей чертой большинства из них является произвольный выбор термического режима обработки, напряженности и характера (постоянное или переменное) магнитного поля.

Наиболее рационально выбор термического режима ТМО сплавов был осуществлен в работе [157] с учетом высказанного в [283, 284] предположения об общности физических механизмов высокотемпературного магнитного последействия и возникновения индуцированной анизотропии. Было показано, что ТМО целесообразно проводить от температуры мини-

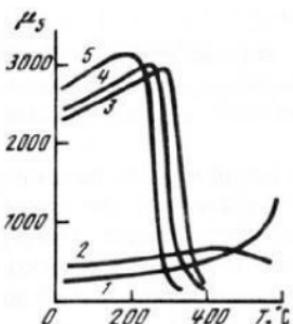
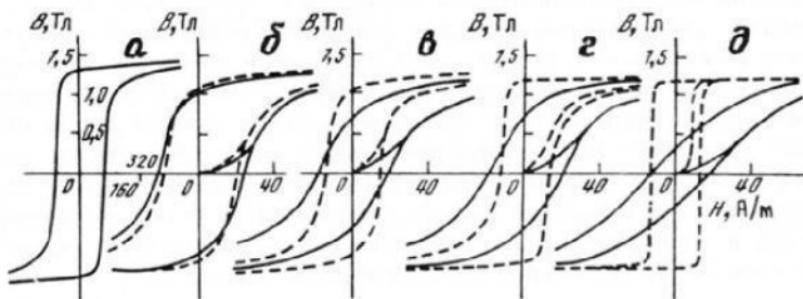


Рис. 15.4. Зависимость  $\mu_s$  от температуры для образцов с различным содержанием Si [157]

1-5 — Si, мас.%: 0; 1,2; 2,5; 3,3 и 4,3 соответственно

Рис. 15.5. Влияние ТМО на петли гистерезиса тех же образцов [157]

а-д — Si, мас.%: 0; 1,2; 2,5; 3,3 и 4,3 соответственно



мума начальной проницаемости на ее температурной зависимости, который вызывается высокотемпературным магнитным последействием. Глубина и положение этого минимума зависят от времени выдержки образца после размагничивания, содержания кремния и углерода в сплаве, наличия внутренних напряжений и степени упорядочения атомов Si. В связи с этим и эффективность ТМО должна зависеть от перечисленных факторов. Для иллюстрации этого рассмотрим несколько примеров.

На рис. 15.4 показано влияние содержания Si на положение и глубину минимума на кривой зависимости от температуры магнитной проницаемости  $\mu_s(T)$ . Здесь изображены только левые части кривых с минимумом, так как после его достижения образцы охлаждались в присутствии постоянного магнитного поля для выявления эффективности ТМО. Петли гистерезиса этих образцов показаны на рис. 15.5. На этом же рисунке для каждого образца приведена петля гистерезиса после охлаждения без магнитного поля.

Видно, что в чистом железе отсутствует минимум проницаемости и не изменяется петля гистерезиса под влиянием ТМО. При наличии в материале 1,2 мас.% Si выявляется неглубокий минимум при  $550^\circ\text{C}$ . Охлаждение от этой температуры в магнитном поле несколько изменяет петлю гистерезиса (рис. 15.5, б), но эффект ТМО мал. По мере роста содержания Si в сплаве минимум проницаемости углубляется и смешается к более низким температурам. Наряду с этим усиливается изменение петель гистерезиса.

\*  $\mu_s$  — проницаемость в поле 0,005 Э. В (Fe-Si)-сплавах по характеру температурной зависимости она совпадает с начальной проницаемостью.

Таблица 15.3

Влияние термообработки на магнитные свойства  
(Fe-Si)-сплава с 2,5 мас.% Si [160]

Обработка	$\mu_{\max}$	$B_r$ , Тл	$(B_r/B_m)_{\max}$
Отжиг 1300 °С, 2 ч	11800	0,39	0,50
ТМО в постоянном поле	16250	0,60	0,64
Нагрев до 1000 °С для снятия эффекта ТМО, отжиг 325 °С, 80 ч без поля	12000	0,40	0,51
ТМО в постоянном поле	46100	1,26	0,96

резиса: после охлаждения без магнитного поля петля становится все более наклонной, а охлаждение в постоянном поле приводит к возрастанию ее прямоугольности. Это свидетельствует о росте  $\chi_u$  с повышением содержания Si в указанных пределах, так как в первом случае из-за усиления стабилизации DC затрудняются процессы намагничивания, а во втором увеличивается продольная магнитная текстура.

В работах [155, 157] было показано также, что при содержании углерода в (Fe-Si)-сплавах более 0,01 мас.% и наличии внутренних напряжений наблюдается повышение температуры минимума на кривой  $\mu_5(T)$  и снижение эффективности ТМО.

Влияние отжига в интервале температур 300–600 °С на эффективность последующей ТМО зависит от содержания Si в сплаве. В работе [157] показано, что отжиг образца с 4,3 мас.% Si при 500 °С в течение двух часов сдвигает минимум на кривой  $\mu_5(T)$  с 350 до 450 °С и делает его менее глубоким. В связи с этим ТМО приходится проводить от более высокой температуры и эффективность ее снижается. Наоборот, в сплаве с 2,5 мас.% Si предшествующий ТМО отжиг в интервале температур 300–600 °С существенно увеличивает эффективность обработки [160]. При этом чем ниже температура предшествующего отжига, тем эффективнее ТМО. Однако при снижении температуры из-за замедления диффузии требуется увеличение выдержки при отжиге: так, для достижения максимального эффекта при 600 °С достаточно двухчасовой выдержки, а при 300 °С необходима выдержка 100 ч.

В качестве примера влияния предшествующего низкотемпературного отжига на эффективность ТМО в табл. 15.3 приведены данные для образца с 2,5 мас.% Si. В таблице даны магнитные свойства одного и того же образца после последовательно проведенных четырех обработок. Сравнение между собой второй и четвертой строк показывает, что предварительный отжиг при 325 °С в течение 80 ч существенно увеличивает эффективность следующей за ним ТМО.

Сопоставление этих результатов с данными структурных исследований (см. гл. 1) показывает, что термообработка, способствующая усилиению порядка типа FeSi в слабо- и среднелегированных сплавах кремнистого железа, одновременно вызывает увеличение эффективности ТМО. Сни-

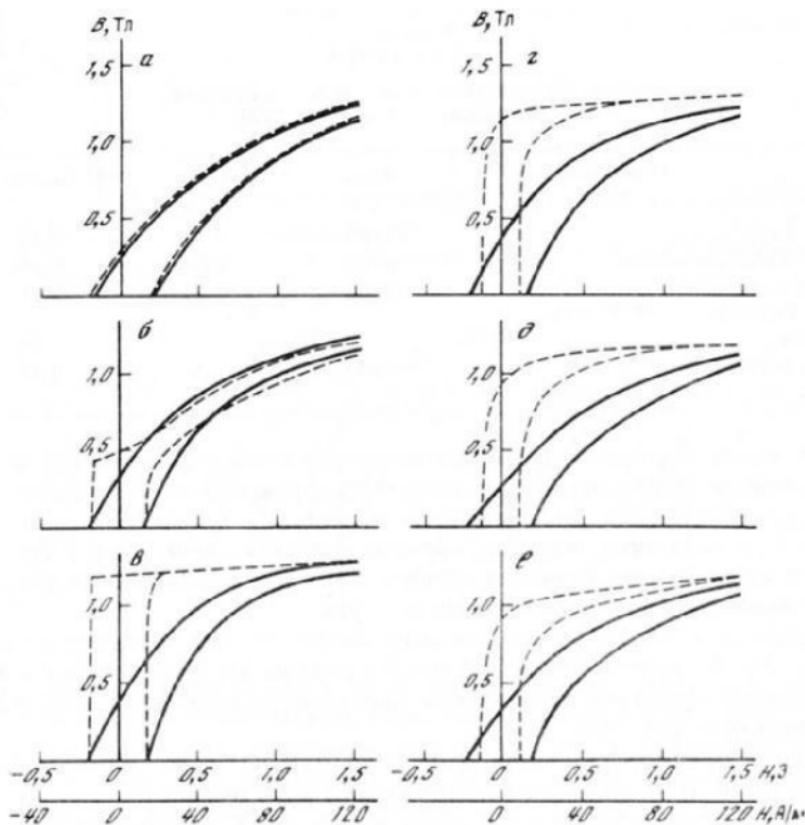


Рис. 15.6. Влияние на петли гистерезиса ТМО в постоянных полях различной напряженности [158]

$H$ , Э:  $a = 0,15$ ;  $b = 0,48$ ;  $c = 3,0$ ;  $d = 10$ ;  $e = 30$ ;  $f = 120$ ; сплошные линии относятся к образцам, охлажденным без поля

жение эффективности ТМО после низкотемпературного отжига сплава с 4,3 мас.% по-видимому, можно связать с усилением порядка типа  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

Подводя итог рассмотренным экспериментальным данным, можно заключить, что воздействие на материал магнитным полем при ТМО необходимо начинать при температуре не ниже минимума начальной проницаемости на кривой  $\mu_a(T)$ . Выдержка при этой температуре должна быть достаточной для равномерного прогрева образца. Скорость охлаждения в процессе ТМО ( $\text{Fe}-\text{Si}$ )-сплавов существенной роли не играет, но она должна обеспечивать отсутствие в материале остаточных напряжений, вызываемых неравномерностью охлаждения.

Рассмотрим результаты работы [158], в которой исследована зависимость магнитных свойств от величины постоянного поля при ТМО. Этот эксперимент был выполнен на кольцевых образцах изотропной электротехнической стали с 4 мас.% Si, отожженных при  $1250^\circ\text{C}$  в вакууме. Изменение петель гистерезиса и магнитных параметров под влиянием ТМО в полях различной интенсивности показано на рис. 15.6 и в табл. 15.4.

Таблица 15.4

**Влияние ТМО в постоянных полях различной напряженности на магнитные свойства (Fe-Si)-сплавов [158]**

$H_{TMO}$ , Э	$\mu_s$	$\mu_{max}$	$H_c$ , Э	$P_{1,0/50}$ , Вт/кг
0	1300	9500	0.16	0.82
0.15	1300	9500	0.16	0.82
0.48	1800	21800	0.16	0.83
0.80	2000	41000	0.16	0.83
3.00	2500	100000	0.16	0.83
10.00	2700	57000	0.12	0.65
30.00	2750	31400	0.12	0.55
120.00	2800	17500	0.12	0.50

Видно, что форма петли гистерезиса и основные магнитные характеристики материала сильно зависят от величины постоянного приложенного при ТМО поля. Охлаждение образцов в поле, меньшем или равном их коэрцитивной силе, не приводит к заметному изменению их магнитных свойств. Петля гистерезиса остается наклонной, как и после охлаждения без поля (рис. 15.6, а). Использование поля, несколько превосходящего  $H_c$  (рис. 15.6, б), вызывает появление прямоугольной ступеньки на петле гистерезиса, а также заметное повышение  $\mu_s$  и  $\mu_{max}$ . После ТМО в поле, в 10–20 раз превосходящем коэрцитивную силу, петля становится прямоугольной (рис. 15.6, в), заметно увеличивается  $\mu_s$  и  $\mu_{max}$ . Дальнейшее увеличение поля ТМО приводит к закруглению петли гистерезиса, снижению  $B_r$  и  $H_c$  (рис. 15.6, г–е). При появлении закругления на петле суммарные удельные потери аннинают резко уменьшаться.

Эти изменения магнитных свойств под влиянием ТМО нетрудно объяснить, если принять во внимание рассмотренное в разд. 15.1 стабилизирующее действие индуцированной анизотропии на ДС.

В исходном состоянии образца, получившемся после охлаждения от температуры 1250 °С без поля, намагниченность основных доменов располагалась вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$ , ближайших к плоскости листа, из которого изстамповали кольца. Эти направления могли отклоняться на большой угол от образующей кольца. На поверхности зерен возникала замыкающая структура. В процессе охлаждения благодаря локальной ТМО эта ДС стабилизировалась. Петли гистерезиса, соответствующие этому состоянию материала, изображены сплошными линиями на рис. 15.6, магнитные свойства даны в первой строке табл. 15.4.

Когда такой образец подвергался ТМО в поле, меньшем  $H_c$ , ДС практически не перестраивалась, т.е. стабилизировалась та же самая ДС, что и после охлаждения без поля, поэтому свойства образца не изменялись. При ТМО в поле, несколько превосходящем  $H_c$ , ДС части зерен изменялась так, что основной объем их оказывался намагниченным в ближайших к образующей кольца направлениях  $\langle 100 \rangle$ . Стабилизация такой ДС приводила к облегчению процессов перемагничивания, поэтому на петле гистерезиса появлялась ступенька. По мере роста поля ТМО все большее число

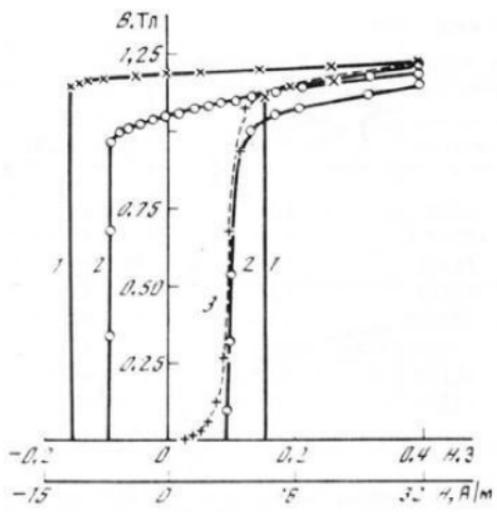


Рис. 15.7. Кривая намагничивания (J) и петля гистерезиса (D) кольца из нетекстуированной электротехнической стали после ТМО в  $H = 2,5$  Э. Петля гистерезиса после выправления лунки (2)

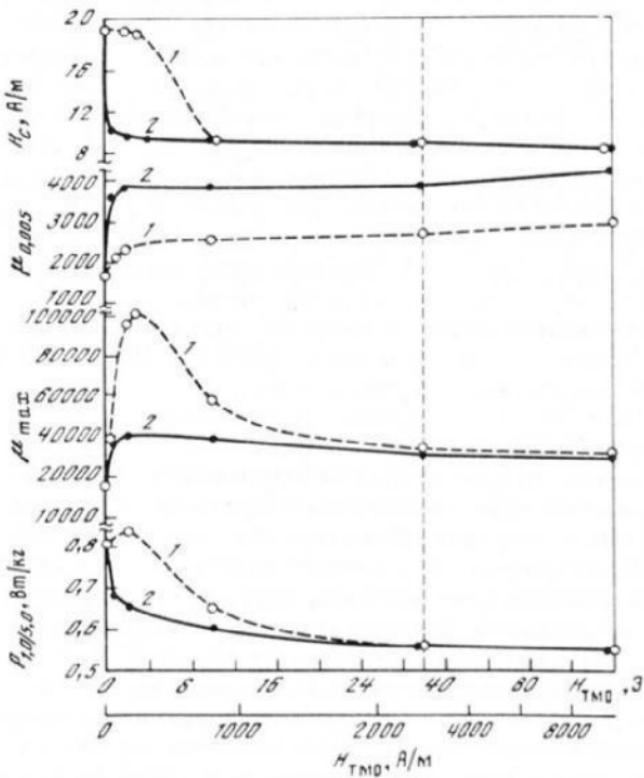


Рис. 15.8. Магнитные свойства кольца из нетекстуированной электротехнической стали в зависимости от вида поля при ТМО в постоянном (1) и переменном (2) (амплитудное значение) поле [159]

зерен намагничивалось вдоль ближайших к образующей кольца направлений  $\langle 100 \rangle$ , поэтому высота ступеньки поля. Однако ДС все еще оставалась стабилизированной, поэтому  $H_c$  и  $P_{1,0/50}$  не убывали, а в некоторых образцах наблюдалось даже их возрастание при одновременном снижении  $\mu_s$  за счет увеличения площади стабилизированных 90-градусных границ замыкающей ДС.

При поле ТМО, составляющем  $10-20 H_c$ , получается наибольшая прямоугольность петли гистерезиса, образец перемагничивается одним большим скачком Баркгаузена (рис. 15.7, 1). Однако если на наружной поверхности такого кольца вытравить лунку или нанести царапину, прямоугольность петли исчезает, уменьшаются  $H_c$  и  $B_r$  (рис. 15.7, 2). Образец уже не перемагничивается одним скачком. Если же образец с лункой вновь подвергнуть ТМО в таком же поле, петля гистерезиса приобретает прежнюю прямоугольную форму,  $H_c$  и  $B_r$  увеличиваются до значений, полученных после первой ТМО.

Наблюдение доменной структуры в таком образце в остаточно намагниченном состоянии показывает присутствие доменов, намагниченных во всех направлениях  $\langle 100 \rangle$ . Имеются в наличии и домены с обратной намагниченностью, но они не растут даже в обратном поле до тех пор, пока оно не достигнет некоторой критической величины, достаточной для преодоления сопротивления смещению стабилизированных границ. В таком поле образец перемагничивается скачком.

Нанесение царапины или лунки при комнатной температуре приводит к возникновению около них новых нестабилизированных замыкающих доменов. Они играют роль зародыша перемагничивания, поэтому перемагничивание образца с дефектом облегчается. Петля гистерезиса сужается, становится непрямоугольной. Повторная ТМО стабилизирует доменные границы замыкающих доменов около созданного дефекта, поэтому петля гистерезиса опять приобретает прямоугольность.

Таким образом, причиной прямоугольности петли гистерезиса в нетекстурированном, прошедшем ТМО материале с  $\mathcal{K}_u \ll \mathcal{K}_1$  является стабилизация доменной структуры индуцированной анизотропией.

В том случае, когда ТМО проводится в насыщающем магнитном поле, ДС отсутствует, поэтому ее стабилизации не происходит. Осуществляется только перераспределение ОЛН между направлениями  $\langle 100 \rangle$ . Легчайшими становятся направления, ближайшие к образующей кольца, т.е. к направлению поля при ТМО. Перемагничивание такого образца облегчается, поэтому улучшаются все его магнитные характеристики, в том числе снижаются магнитные потери.

Чтобы выяснить особенности воздействия знакопеременного магнитного поля, прикладываемого к кремнистому железу при ТМО, в работе [159] сравнивали магнитные свойства одного и того же кольцевого образца после охлаждения без магнитного поля, после ТМО в постоянном поле  $H_+$  и после ТМО в знакопеременном поле  $H_-$ , имеющем максимальную амплитуду, равную  $H_+$ . На рис. 15.8 показаны зависимости коэрцитивной силы, начальной и максимальной проницаемости и удельных потерь  $P_{1,0/50}$  от величины магнитного поля при отжиге, в случае ТМО в  $H_-$  на оси абсцисс отложены амплитудные значения поля. Видно, что в зависимости от характера поля при ТМО изменение свойств в полях относительно небольшой

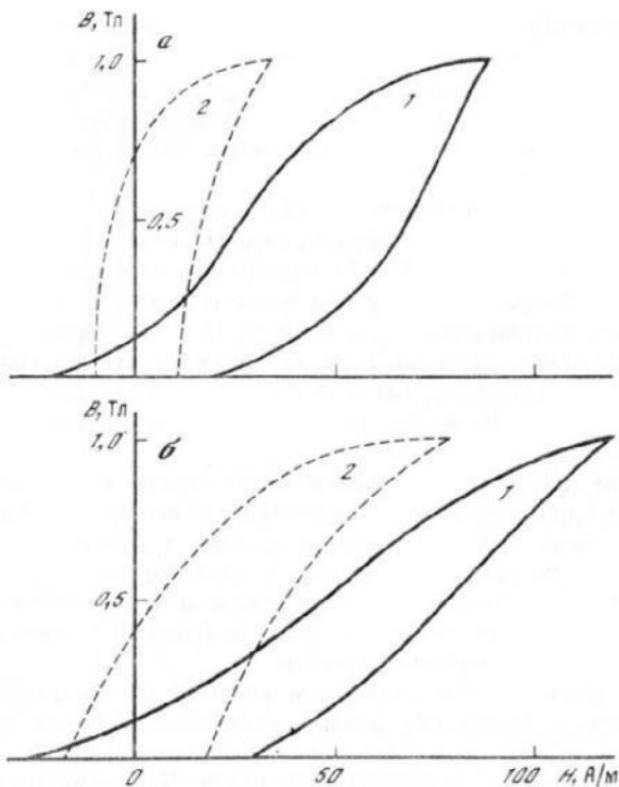


Рис. 15.9. Петли гистерезиса полоски анизотропной стали, вырезанной перпендикулярно оси текстуры

1 — после охлаждения без поля; 2 — после ТМО в переменном поле; *a* — поле при ТМО параллельно [110][126]; *b* — поле при ТМО параллельно [100][197]

интенсивности качественно различно, а именно обработка в переменном поле всегда приводит к улучшению магнитных характеристик, в то время как после ТМО в невысоких постоянных полях они либо не меняются, либо даже ухудшаются по сравнению со свойствами после отжига без поля (значения на оси ординат).

Термомагнитная обработка в больших полях (более 30 Э) приводит независимо от характера поля практически к одинаковым значениям рассматриваемых параметров. Исключение составляет лишь начальная проницаемость, которая при одинаковой качественной зависимости от величины использованных при ТМО полей после ТМО в  $H_{\sim}$  оказывается всегда выше, чем после ТМО в  $H_{\perp}$ .

Отметим еще одну принципиально важную особенность влияния ТМО в переменном поле на магнитные свойства (Fe-Si)-сплавов: изотропность повышения свойств. Если после отжига в ненасыщающем постоянном поле свойства улучшаются лишь вдоль оси действовавшего при ТМО поля, а в перпендикулярном направлении ухудшаются, то после ТМО в переменном поле с амплитудой напряженности, равной постоянному полю,

Таблица 15.5

Относительное изменение  $H_c$  квадратных образцов под влиянием ТМО в постоянных и переменных магнитных полях [195]

Поле при ТМО, Э	Изменение $H_c$ под влиянием ТМО в $H_\infty$ , %		Изменение $H_c$ под влиянием ТМО в $H_\perp$ , %	
	вдоль	перпендику- лярно	вдоль	перпендику- лярно
150	-35	-23	-35	+10
150	-40	-30	-40	+15
300	-41	-39	-41	-8
600	-44	-45	-44	-18

Примечание. (-) — уменьшение, (+) — увеличение  $H_c$ .

наблюдается улучшение магнитных свойств в том и другом направлении. Это видно из данных табл. 15.5 и рис. 15.9. Таблица иллюстрирует относительное изменение коэрцитивной силы квадратных 40 × 40 × 0,35 мм поликристаллических образцов изотропной электротехнической стали под влиянием ТМО в постоянных и переменных полях различной интенсивности. Измерения  $H_c$  производили как вдоль поля при ТМО, так и в перпендикулярном направлении.

На рис. 15.9 показано изменение петель гистерезиса полосок размерами 100 × 5 × 0,35 мм под влиянием ТМО в продольном и поперечном по отношению к длинной стороне переменных магнитных полях. Полоски были вырезаны из анизотропной электротехнической стали с текстурой (110) [001] перпендикулярно оси текстуры. После изготовления они были отожжены при высокой температуре в вакууме и охлаждены без магнитного поля. Это состояние принималось за исходное, и образцы имели наклонные петли гистерезиса с перетяжкой около начала координат (рис. 15.9, а). Измерения магнитных свойств проводили в пермеаметре при намагничивании вдоль направления [011]. Затем образцы подвергали ТМО в знакопеременном магнитном поле частотой 50 Гц. При обработке первого образца (рис. 15.9, а) это поле было ориентировано вдоль длинной стороны образца, т.е. перпендикулярно направлению проката. Второй образец проходил ТМО в поле, перпендикулярном его длине, т.е. вдоль направления проката (рис. 15.9, б). Петли гистерезиса, измеренные после этих обработок, обозначены на рисунках цифрой 2. Их изменение получилось практически одинаковым как после ТМО в  $H_\infty$  продольном, так и после ТМО в  $H_\perp$  поперечном. У обеих петель увеличилась остаточная индукция, исчезла перетяжка петли гистерезиса, уменьшилась коэрцитивная сила.

Наблюдения ДС этих образцов показали, что после охлаждения без поля практически во всех зернах основные домены намагниченны параллельно оси [001], т.е. перпендикулярно длинной стороне полоски (рис. 15.10, а). На поверхности зерен с наклоненной ОЛН возникают каплевидные замыкающие домены. Процесс намагничивания такой полоски сначала несколько затруднен, а затем ускоряется. При этом от торцевых

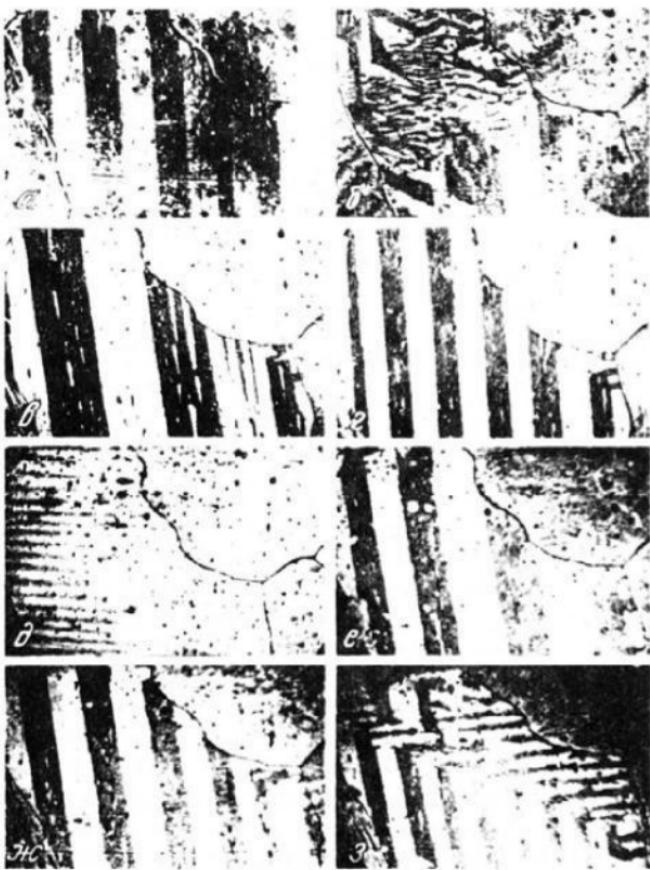


Рис. 15.10. Доменная структура типичного зерна в полоске анизотропной стали после различных обработок

*a* – охлаждение без поля и нагрузки; *b* – ТМО в  $H = 300$  А/м; *c, e* – ТМО в  $H_{\infty}$ ; *d* – ТМехО при  $\sigma = 10$  МПа; *e–z* – ТМехМО в  $H_{\infty}$ ; *g*, *e* – ДС после размагничивания  $H_{\infty}$ , параллельном длине полосы вдоль [011]; *g, j* – ДС после размагничивания  $H_{\infty}$ , параллельном ширине полосы (вдоль [100]); *z* – остаточное намагниченное состояние

ее сторон прорастает новая ДС, в которой  $M$  основных доменов составляют углы  $45^\circ$  с поверхностью. На поверхности полоски возникают призматические замыкающие домены, которые с увеличением поля постепенно измельчаются. Снижение намагничивающего поля до нуля приводит к восстановлению исходной ДС. Этим и обусловлена низкая остаточная индукция рассматриваемых образцов.

После ТМО в переменном поле любого направления в размагнченном состоянии  $M$  основных доменов также ориентируются параллельно [001], однако ширина этих доменов в отличие от исходного состояния становится зависимой от направления размагничивающего поля, прикладываемого при комнатной температуре (рис. 15.10, *г*, *в*). Это свидетельствует о дестабилизации ДС. Намагничивание таких образцов происходит также путем

роста от боковых сторон новой ДС, но разрастание ее происходит в меньших магнитных полях, вследствие того что замыкающая структура на боковых поверхностях полосы нестабилизирована. После снижения намагничивающего поля до нуля в части зерен восстанавливается исходная ДС, а в некоторых зернах сохраняются остатки перестроенной при намагничивании структуры. Очевидно с этим связано повышение  $B_r$ , рассматриваемых образцов после ТМО в переменном магнитном поле.

Приведенные экспериментальные факты доказывают, что при ТМО в переменном магнитном поле большое влияние на ДС и магнитные свойства кремнистого железа оказывает дестабилизация ДС. Поэтому улучшение магнитных свойств наблюдается под влиянием проводимой ТМО даже в малых переменных полях и является изотропным, в то время как в случае ТМО в постоянных полях для снижения  $H_c$  и магнитных потерь требуются насыщающие магнитные поля, уничтожающие ДС.

#### 15.4. Термомеханическая и термомеханомагнитная обработка

Термомеханическая обработка заключается в выдержке при некоторой повышенной температуре и охлаждении от нее в присутствии внешних напряжений. Влияние TMexO на магнитные свойства (Fe-Si)-сплавов впервые наблюдалось Шуром и Хохловым [199–201]. Они показали, что после охлаждения от  $650^{\circ}\text{C}$  в присутствии одностороннего растягивающего напряжения в горячекатаной трансформаторной стали с 3,5 мас.% Si появлялась устойчивая магнитная текстура, повышающая кривую намагничивания и снижающая магнитострикцию образца вдоль направления растяжения. Существуют оптимальные значения температуры и нагрузки, обеспечивающие максимальное улучшение магнитных свойств материала.

Эти исследования были продолжены в работах [202, 203, 206–208], в которых показано, что в горячекатанных сталях с 3–4 мас.% Si наибольшее повышение статической петли гистерезиса и снижение магнитострикции имеет место после TMexO при  $600^{\circ}\text{C}$  с выдержкой 20–30 мин при нагрузке 20 МПа и охлаждении с этой нагрузкой. При более высоких температурах и нагрузках эффективность обработки снижается.

Интерес к изучению влияния TMexO на магнитные свойства электротехнических сталей особенно возрос в 60–70-х годах в связи с переходом промышленности на производство рулонных текстурованных и изотропных сталей. Весь технологический цикл, включая термообработку, они проходят в натянутом состоянии и неизбежно подвергаются TMexO.

Целесообразно рассмотреть, как влияет на магнитные свойства электротехнических сталей TMexO, осуществляемая в разных температурных интервалах и при различных нагрузках.

**15.4.1. Низкотемпературная термомеханическая и термомеханомагнитная обработка.** Под низкотемпературной будем понимать такую обработку, когда температура, от которой производится охлаждение образца под нагрузкой, не превышает температуру Кюри. В этом случае процессы, формирующие индуцированную анизотропию, протекают в условиях существования спонтанной намагниченности.

Улучшение магнитных свойств под влияние низкотемпературной TMexO [127, 165] и ТМО (см. разд. 15.3) наблюдается в одном и том же темпе-

Таблица 15.6

Оптимальные условия низкотемпературной TMexO  
нетекстуированной электротехнической стали с 3 мас.% Si [165]

$T^{\circ}$ , С	$t$ , мин	$\sigma$ , МПа
320	10.0–20.0	20.0–30.0
370	2.5–10.0	10.0–20.0
420	0–0.5	2.5–10.0

Таблица 15.7

Влияние TMexO на магнитные потери в сплавах  
с различным содержанием Si [127]

Si, мас.%	$P_{1,0/60}$ , Вт/кг		$\Delta P/P$ , %
	исходные	после TMexO	
1.2	1.35	1.26	7
2.6	1.23	1.05	14
4.3	0.79	0.61	23

ратурном интервале выше  $300^{\circ}\text{C}$ . При каждой температуре обработки существуют свои нагрузки и выдержка, обеспечивающие оптимальное улучшение магнитных свойств материала без его пластического течения. В табл. 15.6 приведены эти данные для трех температур обработки. Видно, что с увеличением температуры уменьшается время выдержки и величина нагрузки.

Так же как при ТМО, эффективность TMexO возрастает с увеличением содержания Si в сплаве (табл. 15.7) и после предшествующего TMexO длительного низкотемпературного отжига [165]. Эффективность обеих обработок тем выше, чем чище материал и совершеннее его кристаллическая структура. Внутренние напряжения любого происхождения затрудняют перестройку ДС полем или внешними напряжениями, поэтому уменьшают эффективность ТМО и TMexO [127].

Однаковые температурный интервал и закономерности изменения эффективности ТМО в постоянном поле и низкотемпературной TMexO подтверждают предположение Нееля об общности физического механизма установления индуцированной анизотропии при этих обработках [372].

Постоянное магнитное поле или механическое воздействие (благодаря существованию магнитострикции, см. гл. 3) приводят к перестройке ДС кремнистого железа. Если материал при этом нагрет и в нем могут происходить диффузионные процессы, атомы Fe и Si перераспределяются в соответствии с ориентацией намагниченности в каждом объеме вещества для уменьшения его суммарной свободной энергии. Чтобы сохранить полученное при этом расположение атомов, необходимо охладить материал в присутствии внешнего воздействия (нагрузки или поля) до температуры,

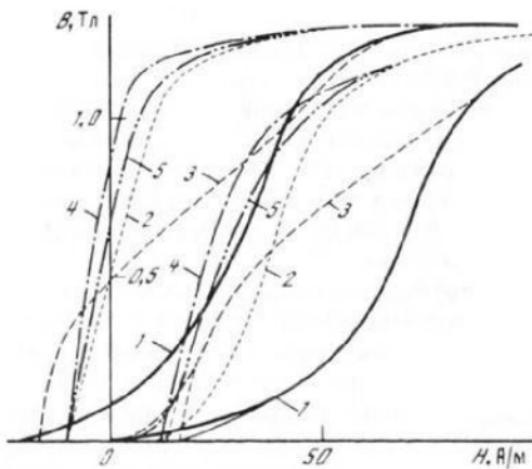


Рис. 15.11. Петли гистерезиса после разных обработок

1 — охлаждение без нагрузки и поля; 2 — TMexO; 3 — TMO в  $H_{\pm} = 300 \text{ A/m}$ ; 4 — TMO в  $H_{\pm} = 6700 \text{ A/m}$  [128]; 5 — TMO в  $H_{\sim} = 6700 \text{ A/m}$

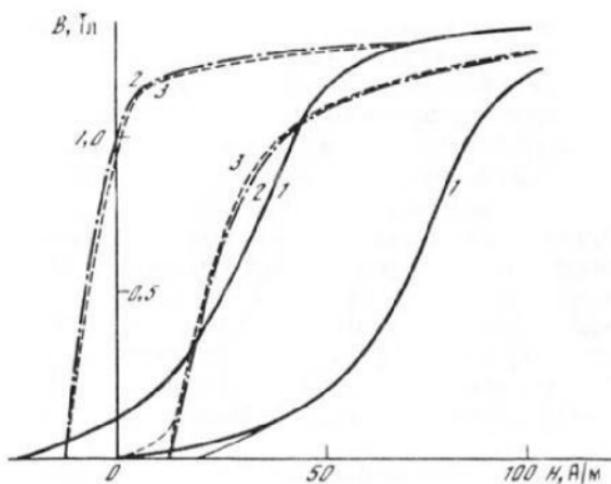


Рис. 15.12. Петли гистерезиса [128]

1 — после охлаждения без поля и нагрузки; 2 — после ТМО в  $H_{\pm} = 6700 \text{ A/m}$ ; 3 — после ТМехМО в  $H_{\pm} = 6700 \text{ A/m}$  при  $\sigma = 10 \text{ МПа}$

при которой диффузия заторможена. После снятия нагрузки или поля существовавшая во время термообработки ДС окажется стабилизированной (см. разд. 15.1). В каждом объеме материала намагниченность будет стремиться сохранить ту ориентацию, которую она имела при повышенной температуре. Если же материал во время термообработки находился в переменном или в насыщающем постоянном магнитном поле, ДС получится нестабилизированной. Растворение никогда не приводит к исчезновению ДС кремнистого железа, как это происходит в насыщаю-

шем магнитном поле, поэтому при TMexO невозможно получить состояние с нестабилизированной ДС.

Чтобы наглядно показать, как условия термообработки, проводимой ниже температуры Кюри, влияют на ДС и магнитные свойства электротехнических сталей, в работах [128, 353] сопоставлялось поведение ДС и магнитных свойств одного и того же образца после последовательно проводимых обработок: ТМО, TMexO и совместных TMexMO в постоянных и переменных магнитных полях.

Образец в виде полоски размерами  $100 \times 5 \times 0,35$  мм был вырезан из анизотропной электротехнической стали так, что его длинная сторона была ориентирована перпендикулярно направлению проката. Такая ориентация была выбрана потому, что в направлениях  $\langle 110 \rangle$  максимальна эффективность всех перечисленных видов обработки. Все обработки образец проходил в температурном интервале  $420-450^\circ\text{C}$ . Его нагревали до заданной температуры, включали магнитное поле или накладывали нагрузки или оба воздействия одновременно. Выдержка обычно составляла 2–3 мин, затем печь скатывали, и образец охлаждали в присутствии необходимых воздействий до комнатной температуры. При указанном режиме обработки один и тот же образец можно было многократно подвергать любой из перечисленных обработок и следить за изменением его ДС и магнитных свойств. При этом перед проведением каждой следующей обработки с внешним воздействием образец выдерживали без нагрузки и поля при  $450^\circ\text{C}$  для возвращения в исходное состояние.

При всех видах обработок под нагрузкой образец растягивали вдоль длины, а магнитное поле могло быть продольным или поперечным. Применили постоянные и переменные магнитные поля.

Доменная структура одного из типичных зерен рассматриваемого образца после перечисленных обработок показана на рис. 15.10, а кривые намагничивания и петли гистерезиса на рис. 15.11 и 15.12.

После охлаждения без поля (см. рис. 15.10, а) и после ТМО в переменном магнитном поле (рис. 15.10, б, г) наблюдаются домены, намагниченные параллельно направлению  $[001]$ , разделенные 180-градусными границами. Однако между этими состояниями существует большая разница.

После охлаждения без поля на боковых поверхностях полоски имеется замыкающая структура со стабилизованными 90-градусными границами, сдерживающими перестройку ДС при намагничивании образца. Такой образец в слабых полях намагничивается с трудом (см. рис. 15.11). При снижении намагничающего поля еще в первом квадранте резко уменьшается намагниченность полоски, так как стабилизированные границы замыкающей структуры стремятся возвратиться в исходное положение и тянут за собой 180-градусные границы основных доменов. В результате получается очень низкая остаточная индукция.

После ТМО в переменном или насыщающей постоянном поле замыкающая ДС нестабилизирована. Об этом свидетельствует меняющаяся ширина основных доменов при размагничивании образца взаимно перпендикулярными магнитными полями (см. рис. 15.10, в, г). Полоска с нестабилизированной ДС легко намагничивается и перемагничивается (см. 4 и 5 на рис. 15.11). Остаточная индукция такого образца значительно выше,

Таблица 15.8

Изменение  $P_{1,0/60}$  после различных обработок [128]

$ H_{\text{обр}} $ , А/м	$P_{1,0/60}$ , Вт/кг			
	$TMO_{\perp}$	$TM_{\text{ехМО}}_{\perp}$	$TMO_{\sim}$	$TM_{\text{ехМО}}_{\sim}$
300	1.48 (-7)	0.99 (-38)	1.40 (-12)	0.99 (-38)
800	1.07 (-33)	1.04 (-35)	1.11 (-30)	1.02 (-36)
1600	1.02 (-36)	1.03 (-35)	1.11 (-30)	1.09 (-31)
6700	0.99 (-38)	0.99 (-38)	1.11 (-30)	1.09 (-31)

Приложение. В скобках — уменьшение потерь, %. Нагрузка при  $TM_{\text{ехМО}}$  10 МПа, выдержка 7 мин при  $420^{\circ}\text{C}$ . Исходные потери образца 1,59 Вт/кг, после  $TM_{\text{ехМО}}$  — 0,88 Вт/кг (-44).

чем в первом случае, так как в ряде зерен в остаточно намагниченном состоянии сохраняются основные домены, намагниченные вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$ , составляющих с поверхностью углы  $45^{\circ}$ , и дающие составляющую намагниченности, параллельную длинной стороне полоски.

Доменная структура размагниченного образца после ТМО в слабом постоянном поле показана на рис. 15.10, б. В некоторых его объемах она перестроилась в соответствии со схемой рис. 13.6, поэтому в слабых полях намагничивание образца облегчается (см. рис. 15.11, 3), однако в больших полях оно остается затрудненным, так как стабилизированная замыкающая структура на боковых поверхностях полоски частично сохранилась.

После  $TM_{\text{ехМО}}$  практически во всех зернах образца наблюдалась перестройка ДС, типичный пример которой показан на рис. 15.10, д. Основные домены этой структуры намагниченны вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$ , составляющих углы  $45^{\circ}$  с поверхностью. На поверхности полоски их магнитный поток замыкается трехгранными призматическими доменами, намагниченными параллельно направлению  $[001]$ , лежащему в плоскости полоски перпендикулярно ее длине. Эти домены отделены от внутренних 90-градусными границами, стабилизированными в процессе  $TM_{\text{ехМО}}$ . Такая ДС очень устойчива и не изменяется при размагничивании полоски продольным и поперечным переменными полями. Это приводит к сохранению некоторой перетяжки на петле гистерезиса (см. 2 на рис. 15.11), правда, менее выраженной по сравнению с состоянием после охлаждения образца без нагрузки и поля (1).

Сравнительно мало работ посвящено изучению влияния на магнитные свойства железокремнистых сплавов совместной  $TM_{\text{ехМО}}$ . Авторы работ [11, 60] утверждают, что такая обработка сильнее снижает магнитные потери, чем ТМО или  $TM_{\text{ехМО}}$  по отдельности. Однако более тщательное сопоставление изменений магнитных свойств и доменной структуры под влиянием ТМО,  $TM_{\text{ехМО}}$  и  $TM_{\text{ехМО}}$ , проведенное в работе [128], показало, что это утверждение не всегда справедливо.

В табл. 15.8 сравниваются изменения потерь одной полоски после четырех типов обработки: термомагнитных в постоянном ( $TMO_{\perp}$ ) и переменном ( $TMO_{\sim}$ ) полях и двух термомеханомагнитных обработок также в постоянном ( $TM_{\text{ехМО}}_{\perp}$ ) и переменном ( $TM_{\text{ехМО}}_{\sim}$ ) полях. Направление

магнитных полей в этом эксперименте совпадало с направлением растяжения. Вторая колонка таблицы показывает, что с ростом напряженности постоянного поля, прикладываемого при ТМО, снижение потерь усиливается и достигает  $-38\%$ . При ТМО в переменном поле закономерность снижения потерь такая же, но насыщение с ростом амплитуды поля достигается быстрее (графа 4), наибольшее снижение потерь  $-30\%$ . При смешанных обработках (графы 3 и 5) в больших магнитных полях значения потерь совпадают с получаемыми после ТМО в соответствующих полях без механического воздействия на образец.

На рис. 15.12 показаны петли гистерезиса одного из образцов после ТМО в постоянном насыщающем поле (2) и после смешанной обработки в таком же поле (3). Обработку проводили при  $420^{\circ}\text{C}$ , напряженности поля  $6700 \text{ A/m}$  и нагрузке  $10 \text{ MPa}$ . Видно, что после ТМО и TMexMO в насыщающем постоянном поле получались одинаковые петли гистерезиса. Аналогичное поведение петель гистерезиса наблюдалось после ТМО и TMexMO в переменном магнитном поле.

Доменная структура одного из зерен образца, подвергнутого TMexMO в переменном магнитном поле, приведена на рис. 15.10, *с-з*. Сравнение фотоснимков 15.10, *в, г* и 15.10, *е, ж* показывает, что поведение ДС после ТМО и TMexMO в одинаковых переменных магнитных полях идентично. Видно, что ДС нестабилизирована, так как ширина доменов изменяется в зависимости от ориентации переменного поля, размагничивающего образец при комнатной температуре.

Наличие индуцированной анизотропии оказывается, во-первых, в некотором отличии ширины доменов на фотоснимках 15.10, *в, г* и 15.10, *е, ж*, во-вторых, на доменной структуре остаточно намагниченного состояния. В этом состоянии в части объемов материала сохраняется ДС, характерная для состояния после TMexO, однако она нестабилизирована (см. рис. 15.10, *з*).

Эти эксперименты показали, что в материалах, в которых  $\mathcal{K}_u \ll \mathcal{K}_1$ , необходимо учитывать стабилизирующее влияние индуцированной анизотропии на доменную структуру.

После охлаждения без поля и после TMexO стабилизация ДС ярко выражена. После ТМО и TMexMO в больших постоянном или переменном магнитном поле ДС дестабилизирована. Последнее обстоятельство является причиной одинакового вида петель гистерезиса и одинакового снижения потерь под влиянием указанных обработок, когда нагрузка и величина магнитного поля оптимальны, т.е. оказывают максимальное воздействие на магнитные свойства материала.

В том случае, когда нагрузка и поле ниже оптимальных значений, наблюдается увеличение эффективности комбинированной обработки по сравнению с ТМО или TMexO при тех же условиях.

Если при обработке направление растяжения и направление постоянного поля перпендикулярны друг другу, эти воздействия будут конкурирующими, и результат комбинированной обработки будет определяться более сильным из них.

Практическое применение комбинированной обработки может быть полезным в производстве и использовании изотропных рулонных сталей

для устранения наведенной магнитной анизотропии, вызываемой напряжением полосы, неизбежно существующим в процессе изготовления рулонной стали.

**15.4.2. Высокотемпературная термомеханическая обработка (Fe-Si)-сплавов.** Главной особенностью этой обработки по сравнению с описанной в технологическом плане является то, что механическому воздействию образец подвергается начиная с температур выше точки Кюри, т. е. в условиях, когда спонтанная намагниченность отсутствует. Первые сведения о ее влиянии на свойства материала появились в 1967 г. [240]. Опыты были проведены на лентах электротехнической стали с низкой степенью совершенства текстуры Госса. Они показали относительно большое (до 23%) снижение потерь  $P_{10/50}$  после TMexO с  $830^{\circ}\text{C}$  под растяжением нагрузкой  $\sigma \approx 3 \text{ МПа}$  при скорости охлаждения до  $300^{\circ}\text{C}$  около  $300^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ . Тем самым была выявлена возможность повышения электроиндукционных свойств текстурованных сталей вдоль оси текстуры путем указанной обработки. В отличие от низкотемпературной TMexO при этом наблюдалось заметное остаточное удлинение образца. Указывалось также, что с повышением степени совершенства кристаллографической текстуры эффект используемого режима TMexO уменьшается.

Впоследствии на высокоанизотропных электротехнических сталях при аналогичных условиях TMexO обнаружен очень большой (до 40%) продольный эффект (ср. с низкотемпературной обработкой) в ситуации, когда растяжение образца производилось перпендикулярно оси текстуры, однако такой эффект не был выявлен при TMexO с растяжением вдоль оси текстуры [364]. Тем не менее в [225] показано хотя и не большое, но промышленное значимое улучшение свойств электрических индукционных устройств, собранных из текстурованных полос, предварительно подвергнутых высокотемпературной TMexO (при  $800^{\circ}\text{C}$ ), по сравнению со свойствами таких устройств, собранных из полос, не подвергнутых TMexO.

Дальнейшие исследования в основном касались TMexO с температуры  $800^{\circ}\text{C}$ . Было показано [97], что наибольшее благоприятное воздействие на свойства материала при TMexO- $800^{\circ}\text{C}$  возникает при нагрузках  $\sigma \approx 4-5 \text{ МПа}$ , выдержке образца при максимальной температуре под нагрузкой несколько минут ( $\approx 5 \text{ мин}$ ) с последующим охлаждением его под нагрузкой до  $300-200^{\circ}\text{C}$  со скоростью  $300^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ .

Выяснено [1], что такая обработка в кристаллах инициирует процессы микропластичности и полигонизации, приводящие к повышению объемной плотности дислокаций, образованию отдельных дислокационных стенок и их систем вдоль определенных кристаллографических направлений, увеличению угла анизотропной разориентировки решетки, появлению внутренних напряжений.

Рассмотрим некоторые результаты изучения воздействия TMexO- $800^{\circ}\text{C}$  на электромагнитные потери в (Fe-3% мас. Si)-сплаве, которые являются важной технической характеристикой качества изготовленных на его основе электротехнических сталей.

Подробное изучение влияния степени совершенства текстуры на эффективность TMexO [95] показало, что в сталях с низким уровнем ее совершенства TMexO- $800^{\circ}\text{C}$  не дает положительного эффекта: мощность потерь

Таблица 15.9

**Изменение магнитных потерь\* в результате TMexO-800° С  
в монокристаллах, различающихся величиной угла**

$\alpha$ , град	$P_{1.0/60}$ , Вт/кг			
	полные	изменение, %	гистерезисные	вихревоковые
90	1.68/1.16	31	0.44/0.40	1.24/0.76
55	1.58/1.56	1	0.42/0.40	1.16/1.16
40	1.23/1.31	-6 **	0.36/0.30	0.87/1.01
25	1.04/1.06	-2	0.34/0.23	0.70/0.83
10	0.74/0.73	-1	0.15/0.15	0.59/0.58
0	0.57/0.58	-1	0.02/0.02	0.55/0.56

\* В числителе — исходные значения, в знаменателе — после TMexO.

\*\* Знак “—” — означает увеличение потерь после TMexO.

с ростом нагрузки вначале остается неизменной, а затем заметно увеличивается. В то же время в стальях с более высокой степенью совершенства текстуры, которая определялась по значению  $B_{2500}$ , наблюдалось, хотя и небольшое ( $\sim 2\text{--}4\%$ ), снижение потерь в результате TMexO-800° С под растяжением вдоль оси текстуры. Однако обнаруживалась при этом неоднозначность эффекта в разных образцах (при равных значениях  $B_{2500}$ ). Это означает, что эффективность TMexO-800° С в анизотропных электротехнических стальях связана не столько с общей степенью совершенства кристаллографической текстуры, сколько с конкретным характером ориентации кристаллитов в материале.

Рассмотрим этот вопрос подробнее на монокристаллических полосках размером 120 × 5 мм, вырезанных из кристаллов типа (110)[001] [98]. В одной их серий плоскость листа была параллельна кристаллографической плоскости (110), а длинные оси полосок, вдоль которых растягивали образцы при TMexO и измеряли магнитные свойства, составляли с осью [001] углы  $\alpha$  от 0 до 90°. В другой серии плоскость полосок была отклонена от плоскости (110) на углы от 0 до 6°, а проекции осей [001] на плоскость листа совпадали с длинными осями образцов. За исходное состояние принято состояние после отжига при 1050° С 3 ч. Все обработки проведены в вакууме.

Влияние величины угла  $\alpha$  на продольный эффект TMexO-800° С в монокристаллах показано в табл. 15.9. Видно резкое снижение потерь, когда ось растяжения при TMexO составляет с осью [001] угол 90°; при  $\alpha = 55, 10$  и 0° их изменение находится на уровне случайной погрешности измерения, а при  $\alpha = 25$  и 40° потери даже заметно увеличиваются. Описанные изменения обусловлены совокупным изменением гистерезисных потерь, которые во всех образцах в той или другой мере уменьшаются, и вихревоковых, которые в разных образцах меняются качественно различно: в образце с  $\alpha = 90$ ° они резко (примерно, на 40%) снижаются, в других образцах не изменяются или даже заметно растут.

Разное поведение вихревоковых потерь в рассматриваемых образцах означает, что доменная структура и процессы намагничивания, с которыми

Рис. 15.13. Кривые магнитострикции монокристаллов с разными  $\alpha$  до TMexO-800°C (светлые значки) и после нее (темные значки) [98]

$\alpha$ , град: 1-4(4'): 0, 25, 55, 90 соответственно

эти потери существенным образом связаны [89], претерпевают в результате TMexO качественно различные изменения. Действительно, наблюдения ДС показали, что в результате TMexO-800°C с растяжением под разными углами  $\alpha$  к оси [001] она претерпевает такие же изменения, как и в случае TMO (см. рис. 14.11): если  $\alpha \leq \alpha_c \approx 55^\circ$ , то вид ее в размагниченных образцах не меняется; если  $\alpha > \alpha_c$  (особенно при  $\alpha = 90^\circ$ ), то формируется другой тип структуры с размерными параметрами, по крайней мере на порядок меньшими чем до TMexO, с другим распределением М в размагниченном образце (см. рис. 13.6, б). В такой ситуации перемагничивание образца осуществляется путем смещения 180-градусных, а не 90-градусных границ, как до TMO (см. гл. 7). Свидетельством последнего является резкое снижение кривой магнитострикции после TMexO (4 на рис. 15.13 переходит в 4'). Поэтому в этом случае наряду с существенным уменьшением вихревоковых потерь, связанным с резким уменьшением размера доменов, наблюдается заметное уменьшение и гистерезисной составляющей.

Аналогичное поведение ДС выявлено в кристаллах текстурованных образцов электротехнической стали в результате TMexO при низких температурах (400°C) [126] под растяжением перпендикулярно оси текстуры. Отсюда понятен и высокий положительный эффект под растяжением перпендикулярно оси текстуры в анизотропных стальных широком диапазоне температур [95, 126, 364].

Неизменность (в пределах случайной погрешности) вихревоковых потерь в некоторых кристаллах при TMexO с растяжением под углом  $\alpha \leq 55^\circ$  к оси [001] (см. табл. 15.8) понятна, поскольку в результате нее не претерпевают заметных изменений ни доменная структура, ни кривые магнитострикции (1-3 см рис. 15.13), а следовательно, и процессы перемагничивания. Последние, как показано ранее, в этих случаях [90] осуществляются путем сложной перестройки ДС, происходящей практически движением двух фронтов роста новой структуры (см. гл. 7). Увеличение вихревоковых потерь после TMexO, отмечающегося в некоторых образцах, возможно, обусловлено структурными изменениями в материале, усиливающими неоднородность процессов перемагничивания. Однако этот вопрос здесь подробно не рассмотрен. Некоторые данные об изменениях структуры содержатся в работе [1].

Обратимся теперь к случаю, когда плоскость листа вследствие поворота ее вокруг оси [110] отклонена от кристаллографической плоскости (110) на некоторый угол  $\beta$ . В табл. 15.10 представлены типичные результаты

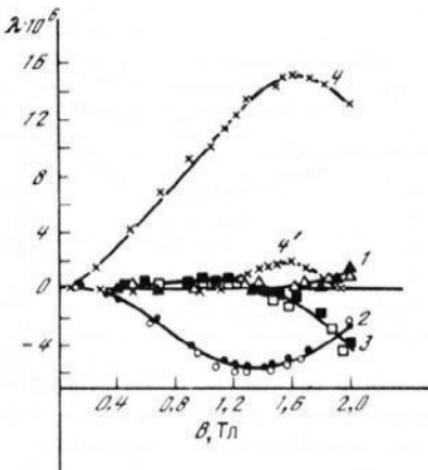


Таблица 15.10

Изменение магнитных потерь\* в результате TMexO-800° С  
в образцах, различающихся по величине угла  $\beta$

$\beta$ , град	$P_{1.7/60}$ , Вт/кг			
	полные	изменение, %	гистерезисные	вихревоковые
0	1.54/1.56	-1	0.03/0.03	1.51/1.52
2	1.40/1.25	10	0.17/0.15	1.23/1.10
3	1.71/1.49	13	0.28/0.19	1.43/1.30
6	1.65/1.47	5	0.46/0.43	1.19/1.14

\* То же, что в табл. 15.9.

измерения потерь  $P_{16/60}$  до TMexO-800° С и после нее, когда растяжение производится вдоль проекции оси [001] на плоскость образца ( $\alpha = 0$ ). Видно, что небольшие отклонения этой оси от плоскости листа приводят после TMexO к заметному уменьшению магнитных потерь. При этом наибольший эффект выявляется при величине угла  $\beta \approx 2-3^\circ$ . В случае, когда  $\beta = 0^\circ$ , эффект находится на уровне случайной погрешности измерения.

Показанное в табл. 15.9 изменение потерь на 70–80% связано со снижением вихревоковой составляющей, чувствительной к изменениям размерных параметров ДС. Наблюдения за изменением доменной структуры действительно выявили заметное уменьшение ширины доменов после TMexO в тех образцах, у которых ось [001] отклонена на некоторый угол от плоскости листа, а на поверхности обнаруживаются замыкающие области в виде капель. Для примера на рис. 15.14 приведен вид ДС до (a) и после (b) TMexO размагниченного образца, у которого угол  $\beta$  составлял около  $2^\circ$ . Видно, что число основных доменов в образце увеличивается с 6 до 10 шт., а средняя ширина их снижается с 0,8 до 0,5 мм. Это непосредственно и отражается на мощности вихревоковых потерь.

Описанные результаты показывают, что наиболее заметного эффекта TMexO-800° С следует ожидать в таких анизотропных сталях, в которых оси легчайшего намагничивания кристаллитов [001] составляли бы с плоскостью листа небольшой угол  $\beta$  ( $2-3^\circ$ ), а их проекции на эту плоскость были бы параллельны направлению прокатки (оси текстуры). Это требует непосредственной апробации на поликристаллических образцах. В связи с этим рассмотрим два типа текстурованных образцов, текстурные особенности которых иллюстрирует табл. 15.11 [98].

Опытные образцы существенно отличаются от контрольного по содержанию зерен, в которых оси [001] составляют с плоскостью листа углы  $\beta \approx 1-3^\circ$ . На их поверхности наряду со 180-градусными границами основных полосовых доменов выявляются различные по величине и по плотности распределения каплевидные замыкающие домены или конгломераты их в виде "гребенок" [211]. В опытных образцах таких зерен больше половины, тогда как в контрольном они практически отсутствуют. В контрольном образце много (почти 2/3) почти с  $\beta < 1^\circ$ , на поверхности которых практически нет замыкающих доменов, и примерно 1/3 зерен имеет  $\beta > 3^\circ$  со сложной замыкающей поверхностной структурой. Оси [001]

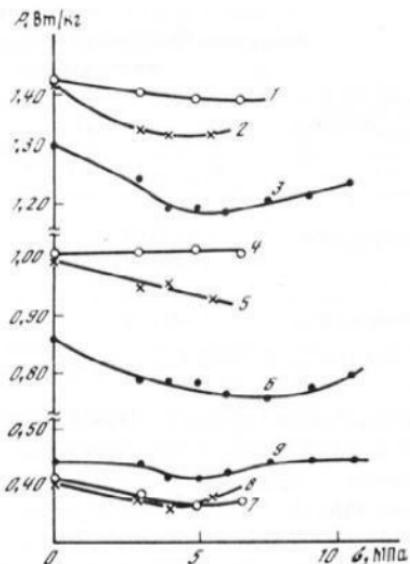
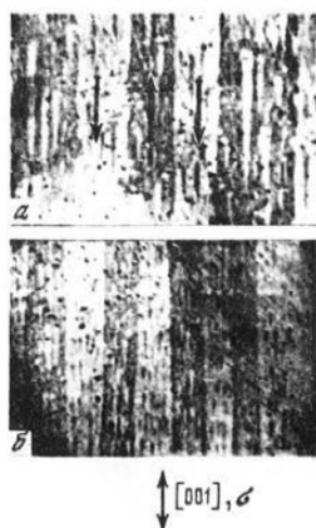


Рис. 15.14. Характерный вид доменной структуры на поверхности монокристалла типа (110) [001], составляющей с осью [001] угол  $3^\circ$  [98]

*a* – после отжига при  $1000^\circ\text{C}$ ; *b* – после TMexO- $800^\circ\text{C}$  под растяжением параллельно проекции оси [001] на плоскость листа

Рис. 15.15. Зависимость магнитных потерь от величины удельной нагрузки при TMexO- $800^\circ\text{C}$  в поликристаллических образцах [98]

$B_m = 1.5 \text{ Тл}$ ,  $f = 60 \text{ Гц}$ ,  $B_{2500} = 1.90 \text{ Тл}$ ; 1, 2, 3 – суммарные потери в контрольном ( $\circ$ ), обычном 1 ( $x$ ), опытном 2 ( $\bullet$ ) образцах соответственно; 4, 5, 6 – вихревотоковые потери тех же образцов; 7, 8, 9 – гистерезисные потери тех же образцов

некоторых кристаллитов (или их проекции на плоскость листа) отклонялись от направления прокатки ( $\alpha > 0$ ), причем в контрольных образцах таких кристаллов было больше, чем в опытных.

На рис. 15.15 приведены зависимости изменения суммарных, гистерезисных и вихревотоковых потерь ( $P_{1,5/60}$ ) в описанных образцах в результате TMexO при  $800^\circ\text{C}$  от величины используемых при этом нагрузок. Видно, что с ростом нагрузки при TMexO во всех образцах суммарные потери изменяются по кривым с минимумом (при  $\sigma = 4-5 \text{ МПа}$ ). Однако в разных образцах глубина минимума неодинакова: в контрольном образце

Таблица 15.11

Характеристика кристаллографической текстуры поликристаллов

Образец	Отклонения по углу $\beta$ , объем в %			Значения углов $\alpha$ , град
	до $1^\circ$	$1-3^\circ$	более $3^\circ$	
Контрольный	63	5	32	от 0 до 10
Опытный 1	37	58	5	от 0 до 10
Опытный 2	24	52	24	от 1 до 6

Таблица 15.12

Изменение суммарных потерь в результате TMexO при 800° С  
по различным схемам  $\sigma = 4$  МПа

Образец	Схема I		Схема II		Схема III	
	$P_{1,0/60}$	$\Delta P/P, \%$	$P_{1,0/60}$	$\Delta P/P, \%$	$P_{1,0/60}$	$\Delta P/P, \%$
Поликристалл	1.66/0.95	42	1.69/0.95	43	1.66/1.37	17
	1.56/0.96	38	1.67/0.95	43	1.51/1.37	9
	1.54/0.94	39	1.67/0.94	43	1.41/1.35	4
Монокристалл	1.50/1.14	24	1.78/1.16	35	1.58/1.47	12

максимальный эффект TMexO составляет около 3%, тогда как в опытном 1, аналогичном по исходным свойствам контрольному, — 6%, а в опытном 2, исходные значения потерь в котором заметно ниже, чем в двух предыдущих, — около 9%. Различие эффекта TMexO в образцах связано главным образом с различным поведением вихревых потерь: в контрольном образце они остаются практически неизменными (4), тогда как в опытных образцах (5 и 6) заметно снижаются. Изменения гистерезисных потерь в опытных образцах в слабой мере отражаются на эффективности TMexO, тогда как в контрольном с ними связан практически весь эффект.

Поведение вихревых потерь качественно коррелирует с относительным содержанием в образцах зерен с  $\beta > 1$ , где в результате TMexO могут, как и в монокристаллах, наиболее заметно уменьшаться размерные параметры ДС. Поскольку в опытных образцах такие кристаллиты преобладают, TMexO обеспечивает более значительное снижение в них вихревых потерь, чем в контрольном, где, наоборот, преобладают кристаллиты с  $\beta \leq 1$  с большей исходной шириной доменов ( $\sim 1$  мм) и меньшим относительным уменьшением ее в результате TMexO.

Таким образом, справедливость предположения о наиболее эффективном проявлении TMexO-800° С в анизотропных электротехнических стальных с особым характером текстуры Госса подтверждается экспериментально.

Формирование одноосной наведенной анизотропии при высокотемпературной обработке материала под растяжением должно иметь свои особенности по сравнению с низкотемпературной, поскольку нагрузка при охлаждении материала действует в более сложных условиях: как в отсутствие, так и при наличии спонтанной намагниченности в нем. На это же указывает и факт более сильного воздействия рассматриваемой обработки на свойства текстурированной стали вдоль оси текстуры по сравнению с низкотемпературной TMexO [98].

В [99] пришоринята попытка выяснить, на каком этапе рассматриваемой обработки формируется наведенная анизотропия и с какими процессами она может быть связана. Для этого использовали три схемы TMexO: I — прогрев образца до 800° С без нагрузки, нагружение при этой температуре и охлаждение под нагрузкой; II — то же, что и по схеме I, но с дополнительной выдержкой образца под нагрузкой при температуре 800° С 5 мин; III — прогрев и охлаждение образца без нагрузки, но с выдержкой

Таблица 15.13

Влияние скорости охлаждения образцов от 800 до 500° С  
на эффективность TMexO по схеме III

№ обр.	$P_{1,0/60^\circ}$ Вт/кг		$\Delta P/P$ , %	Скорость охлаждения, мин $^{-1}$ С/мин
	до TMexO	после TMexO		
1	1.51	1.37	9	200
2	1.41	1.35	4	
3	1.61	1.12	30	400
4	1.46	1.04	29	

при 800° С под нагрузкой 5 мин. В табл. 15.12 приведены типичные изменения электромагнитных потерь, полученные в серии поликристаллических текстурованных образцов и монокристаллов типа (110) в результате указанных схем TMexO-800° С при растяжении перпендикулярно оси текстуры или оси [001].

Видно, что независимо от величины магнитных потерь в исходном состоянии их мощность в результате TMexO снижается примерно до одного уровня. Причем после TMexO по схемам I и II потери становятся наиболее низкими и практически одинаковыми, а их относительное изменение составляет около 40%. После TMexO по схеме III при тех же параметрах процесса охлаждения уровень потерь оказывается довольно высоким, а относительное снижение их в среднем не превышает 10%. Аналогична ситуация и в монокристаллических образцах. Однако оказалось, что эффект TMexO-800° С по схеме III существенно зависит от скорости охлаждения образца, которое проводится без нагрузки после 5-минутной выдержки его при 800° С под нагрузкой. Это видно из табл. 15.13.

Повышение скорости охлаждения образцов сопровождается повышением эффективности TMexO-III в несколько раз. Из сравнения табл. 15.11 и 15.12 следует, что она в "быстроохлаждаемых" образцах составляет большую часть эффекта TMexO по схемам I и II, когда нагрузка действует в широкой области температур. Это означает, что процессы, формирующие наведенную анизотропию при высокотемпературной TMexO, в отличие от низкотемпературной в значительной мере осуществляются в отсутствие спонтанной намагниченности. Более низкий уровень эффекта TMexO по схеме III при обычно используемых скоростях охлаждения, по-видимому, связан с частичной релаксацией того состояния, которое образуется при механических воздействиях в условиях высоких температур.

Описанные результаты и их анализ позволяют выбрать два наиболее вероятных из обсуждаемых в литературе механизма формирования наведенной анизотропии при термомеханической обработке (Fe-Si)-сплавов: 1) направленное упорядочение атомов кремния под воздействием одноосных напряжений материала [372], осуществление которого может быть значительно облегчено в условиях высоких температур; 2) возникновение в материале ориентированных остаточных напряжений [361]. Решение вопроса о предпочтительности одного из них требует постановки специальных исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Агапова Е.В., Курляндская Г.В., Гундырев В.М., Зайкова В.А. Структурная дефектность кристаллов железокремнистого сплава и влияние на нее высокотемпературной термомеханической обработки // Ин-т физики металлов УрО АН СССР. Свердловск, 1988. 23 с. Деп. в ВИНИТИ 29.06.88, № 5543-В88.
2. Акулов Н.С. Ферромагнетизм. М.: Л.: ГИТПЛ, 1939. 187 с.
3. Антонова Л.Ф., Борисенко В.Г., Бородкина М.М. и др. Зависимость магнитных свойств трансформаторной стали от степени растяжения холоднокатанных полос при термической обработке // МиTOM. 1975. № 4. С. 55-57.
4. Аристов В.В., Шмылько И.М., Шулаков Е.В. Изучение несовершенств и кристаллографических характеристик кристаллов методом их сканирования в широко расходящемся пучке рентгеновских лучей // Кристаллография. 1976. Т. 21. Вып. 2. С. 351-356.
5. Аркадьев В.К. Электромагнитные процессы в металла. М.; Л.: ОНТИ, 1934. Ч. 1. 230 с. 1936. Ч. 2. 250 с.
6. Антонов В.Г., Васильева И.Т. Об одном способе определения коэффициентов размагничивания стержней // Исследования в области магнитных измерений. 1979. Вып. 233. С. 39-41.
7. Ахиезер А.И., Барыахтар В.Г., Пелетинский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
8. Беккер Дж. Связь между структурой ферромагнитных материалов и их магнитными свойствами // Магнитные свойства металлов и сплавов // Пер. с англ. под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 99-129.
9. Беляков А.И., Борисенко В.Г., Духанова З.И. и др. Влияние растяжения полос при термомеханической обработке в проходной печи на магнитные свойства трансформаторной стали // Сталь. 1967. № 5. С. 455-458.
10. Беспалов В.П., Молотилов Б.В., Петляков М.М. и др. Термомеханомагнитная обработка холоднокатаной трансформаторной стали. // Тр. ЦНИИЧМ: Электротехнические стали. 1968. Вып. 68. С. 82-84.
11. Бозорт Р. Ферромагнетизм / Пер. с англ. под ред. Е.И. Кондорского, Б.Г. Лифшица. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. 770 с.
12. Браун У.Ф. Микромагнетизм / Пер. с англ. под. ред. А.Г. Гуревича. М.: Наука, 1979. 159 с.
13. Бурдакова Ю.П., Дружинин В.В. О зависимости коэрцитивной силы от толщины листов железокремнистых сплавов // ЖТФ. 1955. Т. 25. вып. 1. С. 108-111.
14. Васильев Д.М., Иванов С.А. Изучение локальных изгибов атомных плоскостей при помощи линий Косселя // ФТТ. 1970. Т. 12. № 6. С. 1823-1829.
15. Власко-Власов В.К., Дедух Л.Н., Никитенко В.И. Поляризационно-оптическое исследование процессов намагничивания вокруг индивидуальных дислокаций в монокристаллах иттрийжелезистого граната // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 1. С. 377-395.
16. Власко-Власов В.К., Дедух Л.Н., Никитенко В.И. и др. Динамические изменения периода доменной структуры в пластинах иттриевого феррограната // ФТТ. 1982. Т. 24. № 4. С. 1255-1257.
17. Власов К.Б., Коршунов В.А. Об анизотропии начальной восприимчивости и коэрцитивной силы в монокристаллах железокремнистого сплава // ЖТФ. 1953. Т. 23, № 3. С. 441-444.

18. Власов К.Б. Некоторые вопросы теории механических, магнитных, тепловых, магнитомеханических, термомагнитных и термоупругих свойств магнитоупругой среды // Тр. Ин-та физики металлов. Свердловск: Изд-во АН СССР, 1958. Вып. 20. С. 71–89.
19. Власов К.Б., Ишмухаметов Б.Х. Уравнения движения и состояния магнитоупругих сред // ЖЭТФ. 1964. Т. 46, № 1. С. 201–212.
20. Власова Е.Н., Молотилов Б.В. Влияние примесей внедрения на тонкую структуру железокремниевого твердого раствора // Прецессионные сплавы. М.: Металлургия, 1979. № 5. С. 71–78.
21. Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М.: Л.: ОГИЗ, 1948. 816 с.
22. Вонсовский С.В. Современное учение о магнетизме. М.: Л.: ГИТТЛ, 1952. 440 с.
23. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
24. Гельд П.В., Сидоренко Ф.А. Силициды переходных металлов четвертого периода. М.: Металлургия, 1971. 582 с.
25. Глазер А.А., Шур Я.С. Эффект термомагнитной обработки и процессы упорядочения // ФММ. 1956. Т. 3, № 3. С. 568–569.
26. Глазер А.А., Молотилов Б.В. Упорядочение и деформация сплавов железа. М.: Металлургия, 1984. 167 с.
27. Гольдман А.Л., Дружинин В.В., Янус Р.И. Об анизотропии магнитной восприимчивости монокристаллов кремнистого железа в области слабых полей // ЖТФ. 1950. Т. 22, № 5. С. 571–576.
28. Горелик С.С. Рекристаллизация металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1978. 568 с.
29. Грэхем Ч. Термомагнитная обработка // Магнитные свойства металлов и сплавов / Пер. с англ. под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 374–420.
30. Гундырев В.М., Белова Н.В., Есин В.О. Способ получения рентгеновских дифракционных топограмм монокристаллов // Выращивание монокристаллов тугоплавких и редких металлов. М.: Наука, 1973. С. 121–127.
31. Гуревич Е.И., Кондорский Е.И. О связи магнитных характеристик магнитомягких сплавов с толщиной листа // ДАН СССР. 1955. Т. 104, № 4. С. 530–532.
32. Гуревич А.Г., Моносов Я.М. О влиянии магнитострикции на доменные свойства в многоосном ферромагнитном кристалле // ФММ. 1974. Т. 47, № 6. С. 1144–1150.
33. Деринг В. Инерция границ между ферромагнитными областями // Ферромагнитный резонанс / Пер. с нем. под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1952. С. 312–320.
34. Дмитриева Н.В., Старцева И.Е. Влияние стабилизации доменной структуры на температурную зависимость коэрцитивной силы кремнистого железа // ФММ. 1977. Т. 43, № 2. С. 301–305.
35. Дмитриева Н.В., Старцева И.Е., Лукшина В.А. Влияние термомагнитной обработки в переменном поле на магнитные свойства электротехнических сталей различной толщины / Ин-т физики металлов УрО АН СССР. Свердловск, 1987. 7 с. Деп. в ВИННИТИ 13.07.87, № 5016–В87.
36. Дорофеева Е.А. К вопросу о природе магнитного гистерезиса в мягких магнитных материалах: Дис. . . канд. физ.-мат. наук. М., 1979. 84 с.
37. Драгошанский Ю.Н., Шур Я.С. О формировании доменной структуры кристаллов кремнистого железа // ФММ. 1966. Т. 21, № 5. С. 678–687.
38. Драгошанский Ю.Н. Формирование доменной структуры в магнитоодносных и магнитотрехосных кристаллах: Дис. . . канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1968. 161 с.
39. Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Шур Я.С. О влиянии упругого растяжения на доменную структуру кристаллов кремнистого железа и кобальта // ФММ. 1968. Т. 25, № 2. С. 289–297.
40. Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Хан Е.Б. и др. Зависимость электромагнитных потерь в монокристаллах кремнистого железа от кристаллографической ориентации их поверхности // Там же. 1972. Т. 34, № 5. С. 987–994.
41. Драгошанский Ю.Н., Хан Е.Б., Зайкова В.А. Непрерывное поступательное движение доменной структуры в переменных полях и его влияние на величину электромагнитных потерь в сплаве Fe – 3% Si // Там же. Т. 39, № 2. С. 289–294.

42. Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Хан Е.Б. Влияние кристаллографической ориентации упругой деформации на электромагнитные потери монокристаллов Fe - 3% Si // Тр. Междунар. конф. по магнетизму МКМ-73. М.: Наука, 1974. Т. 4. С. 518-520.
43. Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Тиунов В.Ф. Влияние изгиба 180-градусных доменных границ на электромагнитные потери в монокристаллах кремнистого железа // ФММ. 1975. Т. 39. № 3. С. 519-523.
44. Драгошанский Ю.Н., Есина Н.К., Зайкова В.А. Влияние совершенства кристаллографической текстуры (110) [001] на величину электромагнитных потерь в трансформаторной стали // Там же. 1978. Т. 45, вып. 4. С. 723-728.
45. Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Шур Я.С. Физические предпосылки улучшения магнитных свойств электротехнических сталей // Физические свойства магнитных материалов. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1982. С. 20-25.
46. Дрожжина В.И., Янус Р.И., Карташев В.П. и др. Об изменении петель магнитного гистерезиса при изменении максимальной намагниченности // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1952. Т. 16, № 6. С. 703-708.
47. Дружинин В.В., Янус Р.И. Неоднородность ферромагнетиков как причина дополнительных потерь при их перемагничивании // ЖТФ. 1947. Т. 17, вып. 6. С. 641-650.
48. Дружинин В.В., Янус Р.И. Об анизотропии коэрцитивной силы в монокристаллах железокремнистого сплава // Там же. 1952. Т. 22, вып. 5. С. 848-857.
49. Дружинин В.В., Бурдакова Ю.П., Королева В.А. Изучение дополнительных потерь в электротехнической стали // ФММ. 1955. Т. 1, № 1. С. 75-83.
50. Дружинин В.В., Бурдакова Ю.П. О соотношении потерь на гистерезис и вихревые токи // Электричество. 1956. № 8. С. 50-54.
51. Дружинин В.В., Прасова Т.И., Чистяков В.К. и др. Исследование магнитных и структурных характеристик холоднокатаной трансформаторной стали с ребровой текстурой и низкими удельными потерями // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1970. Т. 34, № 2. С. 226-232.
52. Дружинин В.В., Чистяков В.К., Малыгин М.А. Зависимость потерь на вихревые токи от магнитной текстуры холоднокатаной трансформаторной стали // ФММ. 1972. Т. 33, № 2. С. 443-450.
53. Дружинин В.В., Чистяков В.К., Зайкова В.А. и др. Влияние электроизоляционных покрытий на магнитные свойства текстурированной электротехнической стали // Там же. 1974. Т. 37, № 4. С. 769-774.
54. Дружинин В.В. Магнитные свойства электротехнической стали. М.: Энергия, 1974. 248 с.
55. Дубров Н.Ф., Лапкин Н.И. Электротехнические стали. М.: Металлургия, 1963. 383 с.
56. Дунаев Ф.Н. Об устойчивости магнитной текстуры, возникающей при термомеханической обработке ферромагнетиков // ФММ. 1953. Т. 7, № 3. С. 677-684.
57. Дунаев Ф.Н., Калинин В.М. Об эффекте формы в линейной магнитострикции // Там же. 1961. Т. 12, № 6. С. 915-917.
58. Дунаев Ф.Н., Калинин В.М. Продольный и поперечный эффекты формы эллипсоидальных образцов железокремнистого сплава // Там же. 1962. Т. 13, № 1. С. 153-154.
59. Дунаев Ф.Н., Малев Н.С. Термомагнитная обработка 66-пермаллоя и кремнистого железа во врачающемся магнитном поле // Там же. 1965. Т. 20, № 6. С. 935-937.
60. Дунаев Ф.Н., Малев Н.С., Подгорбунских А.А. Влияние термомагнитной и термомеханикомагнитной обработки на удельные потери, коэрцитивную силу и магнитострикцию трансформаторной стали // Сталь. 1965. № 4. С. 362-363.
61. Дунаев Ф.Н., Иванченко С.Н., Дружинин В.В. Влияние упругих напряжений на удельные потери холоднокатаной трансформаторной стали // Магнитные, магнитомеханические и электрические свойства ферромагнетиков. Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1967. С. 3-14.
62. Дунаев Ф.Н. О потерях энергии при перемагничивании ферромагнетиков. I // ФММ. 1970. Т. 29, № 5. С. 937-946.
63. Дунаев Ф.Н. О потерях энергии на перемагничивание ферромагнетиков. II // Там же. Т. 30, № 3. С. 666-668.
64. Дунаев Ф.Н. Магнитная текстура и процессы намагничивания многоосных ферромагнетиков. Дис. . . д-ра физ.-мат. наук. Свердловск, 1971. 433 с.

65. Дунаев Ф.Н., Иванченко С.Н. Об анизотропии потерь при перемагничивании монокристаллов трансформаторной стали // ФММ. 1971. Т. 31. № 4. С. 886–889.
66. Дунаев Ф.Н. О потерях энергии при перемагничивании ферромагнетиков. III // Там же. Т. 32. № 3. С. 633–636.
67. Елсуков Е.П., Старцева И.Е. О доменной структуре типа Б в монокристаллах кремнистого железа // ФТТ. 1976. Т. 18. № 9. С. 2845–2847.
68. Елсуков Е.П., Зайкова В.А. О влиянии растяжения на доменную структуру кремнистого железа // ФММ. 1978. Т. 46. № 2. С. 303–308.
69. Есина Н.К., Тиунов В.Ф., Зайкова В.А. О связи динамики доменной структуры и электромагнитных потерь с состоянием кристаллической решетки кристаллов Fe–3% Si // Там же. 1982. Т. 53. № 2. С. 281–284.
70. Жаков С.В., Филиппов Б.Н. К теории электромагнитных потерь в монокристаллических ферромагнитных листах при наличии в них доменной структуры // Там же. 1974. Т. 38. № 3. С. 468–476.
71. Жаков С.В., Филиппов Б.Н. О потерях электромагнитной энергии в монокристаллических пластинах ферромагнитных проводников при учете доменной структуры // ЖТФ. 1975. Т. 45. № 1. С. 181–183.
72. Жаков С.В., Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н. и др. О влиянии изгиба 180-градусных доменных границ на мощность электромагнитных потерь в сплаве Fe–3% Si // ФММ. 1977. Т. 44. № 6. С. 1185–1190.
73. Жаков С.В., Филиппов Б.Н., Драгошанский Ю.Н. Доменная структура и процессы намагничивания в трехосных монокристаллах в поле, приложенном под углом к оси легкого намагничивания // Там же. 1979. Т. 47. № 2. С. 310–318.
74. Жаков С.В., Филиппов Б.Н. Влияние покрытий на доменную структуру высокотекстурированной электротехнической стали. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 4. С. 655–659.
75. Жаков С.В., Тиунов В.Ф., Зайкова В.А. О зависимости электромагнитных потерь в монокристаллах Fe–3% Si от амплитуды индукции // ФММ. 1983. Т. 56. № 3. С. 471–478.
76. Зайкова В.А., Шур Я.С. О зависимости коэрцитивной силы мягких магнитных материалов от толщины листа // ДАН СССР. 1954. Т. 94. № 4. С. 663–665.
77. Зайкова В.А., Шур Я.С. Изменение магнитной структуры кремнистого железа под действием упругих напряжений // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1958. Т. 22. № 10. С. 1185–1189.
78. Зайкова В.А., Шур Я.С. О причинах возрастания коэрцитивной силы при уменьшении толщины ферромагнитных листов // ФММ. 1960. Т. 10. № 3. С. 350–358.
79. Зайкова В.А., Шур Я.С., Фадаев Г.А. К вопросу о зависимости магнитных свойств от толщины ферромагнитных листов // Там же. 1962. Т. 13. № 4. С. 521–528.
80. Зайкова В.А., Шур Я.С. О связи кривых магнитострикции с доменной структурой кристаллов кремнистого железа // Там же. Т. 14. № 5. С. 785–787.
81. Зайкова В.А., Шур Я.С. О зависимости кривых магнитострикции кристаллов кремнистого железа от состояния кристаллической структуры // Там же. 1963. Т. 16. № 3. С. 614–617.
82. Зайкова В.А., Шур Я.С. Зависимость вида кривых магнитострикции кристаллов кремнистого железа от характера изменения доменной структуры при намагничивании // Там же. 1964. Т. 18. № 3. С. 350–358.
83. Зайкова В.А., Шур Я.С. О влиянии растяжения на магнитные свойства и кривые магнитострикции кремнистого железа // Там же. 1966. Т. 21. № 5. С. 664–673.
84. Зайкова В.А., Шур Я.С. О влиянии термомагнитной обработки на магнитные свойства и доменную структуру монокристаллов кремнистого железа. I // Там же. 1967. Т. 23. № 4. С. 642–650.
85. Зайкова В.А., Шур Я.С. О влиянии толщины образца на доменную структуру и магнитные свойства кристаллов кремнистого железа // Там же. 1971. Т. 32. № 6. С. 1194–1203.
86. Зайкова В.А., Веденев М.А., Дрожжина В.И. Анизотропия магнитных свойств и доменная структура кристаллов кремнистого железа // Там же. 1973. Т. 35. № 3. С. 484–492.
87. Зайкова В.А., Старцева И.Е., Шулика В.В. Влияние толщины листа и качества

поверхности на эффективность термомагнитной обработки железокремнистых сплавов // Там же. № 6. С. 1184–1192.

88. Зайкова В.А., Хан Е.Б., Шур Я.С., Эйнгорн И.Я. Влияние термомагнитной обработки на магнитные свойства и доменную структуру сплава Fe–3%Si // Там же. 1976. Т. 41, № 2. С. 329–338.

89. Зайкова В.А., Драгошанский Ю.Н., Жаков С.В., Филиппов Б.Н. О роли доменной структуры в формировании электромагнитных потерь в кристаллах Fe–3%Si // Там же. 1977. Т. 43, № 5. С. 979–990.

90. Зайкова В.А., Филиппов Б.Н., Шур Я.С. Доменная структура и электромагнитные потери в трансформаторной стали // Структура и свойства электротехнических сталей. Свердловск: ИФМ УНЦ АН ССР, 1977. Вып. 33. С. 4–16.

91. Зайкова В.А., Есина Н.К., Драгошанский Ю.Н. и др. Ориентационная и структурная зависимость электромагнитных потерь локально деформированных монокристаллов // ФММ. 1979. Т. 48, № 3. С. 520–529.

92. Зайкова В.А., Эйнгорн И.Я. Квазистатические и динамические кривые магнитострикции кристаллов кремнистого железа // Там же. 1981. Т. 51, № 1. С. 89–92.

93. Зайкова В.А., Драгошанский Ю.Н., Соколов Б.К. и др. Влияние степени совершенства текстуры и размера кристаллического зерна на электромагнитные потери тонкой анизотропной ленты Fe–Si // Там же. 1983. Т. 55, № 5. С. 936–940.

94. Зайкова В.А., Есина Н.К., Драгошанский Ю.Н. и др. Влияние макроструктуры тонкой анизотропной ленты Fe–3%Si на электромагнитные потери при упругих воздействиях // Там же. № 6. С. 1125–1132.

95. Зайкова В.А., Эйнгорн И.Я., Шур Я.С. Влияние термомеханической обработки на электромагнитные потери анизотропных электротехнических сталей // Там же. 1986. Т. 62, № 6. С. 1122–1129.

96. Зайкова В.А. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Свердловск, 1987. 420 с.

97. Зайкова В.А., Курляндская Г.В. Влияние условий термомеханической обработки при 800°C на магнитные потери в сплаве Fe–3%Si / Ин-т физики мет. УрО АН ССР. Свердловск, 1988. 9 с. Деп. в ВИНИТИ 17.02.88, № 5542–B88.

98. Зайкова В.А., Курляндская Г.В., Губернаторов В.В., Кетов С.П. Ориентационная зависимость продольного эффекта термомеханической обработки в сплаве Fe–3%Si // ФММ. 1989. Т. 68, № 4. С. 782–791.

99. Зайкова В.А., Курляндская Г.В., Гундырев В.М. и др. О наведенной анизотропии в сплаве Fe–3%Si, возникающей при высокотемпературной термомеханической обработке // Там же. 1990. Т. 69, № 10. С. 100–107.

100. Займовский А.С., Усов В.В. Материалы и сплавы в электротехнике. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1949. 565 с.

101. Зиновьев В.Е., Петров Л.Н., Сандаков М.И., Гельд П.В. Влияние кремния на электросопротивление твердых растворов Fe–Si при высоких температурах // ФММ. 1974. Т. 37, № 1. С. 76–80.

102. А.с. 530911 ССР, С 21d, 1/04. Способ термомагнитной обработки ферромагнитных материалов / А.И. Зусман, З.М. Истратова, Е.И. Чичерин и др. Открытия. Изобрет. 1976. № 37. С. 67.

103. Каганов М.И. Релаксационные процессы в ферромагнитных диэлектриках // Ферромагнитный резонанс / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Наука, 1961. С. 152–169.

104. Казаджан Л.Б., Молотилов Б.В., Диденко Л.М. и др. Магнитные свойства электротермической стали различных толщин // Электротехника. 1975. № 3. С. 50–51.

105. Казаджан Л.Б., Голяева Ф.М., Поляков Н.П. и др. Отжиг под напряжением полос электротехнической стали // МиТОМ. 1975. № 4. С. 62–63.

106. Карр В. Магнитострикция // Магнитные свойства металлов и сплавов / Пер. с англ. под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 267–327.

107. Касимовский А.А. Возмущение спиновой плотности атомом циркония в α-железе // ФММ. 1987. Т. 63, № 2. С. 412–413.

108. Кацер Я. К вопросу теории коэрцитивной силы тонких листов // Чехослов. физ. журн. 1956. Т. 6, № 4. С. 310–320.

109. Киренский Л.В., Деятрев И.Ф. О температурной устойчивости доменной структуры в кристаллах кремнистого железа // ЖЭТФ. 1958. Т. 35, № 3. С. 584–586.

110. Киренский Л.В., Игнатченко В.А., Родичев А.М. Поведение доменной структуры под действием упругих напряжений // Там же. 1960. Т. 39, № 5. С. 1263–1268.

111. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967. 491 с.
112. Колчинский Ю.Ю., Коровянский И.Г., Орлов В.А. Измерение деформации проволочными датчиками сопротивления // Завод. лаб. 1946. Т. 12, № 6. С. 602–612.
113. Кондорский Е.И. К вопросу о природе коэрцитивной силы и необратимых изменениях при намагничивании // ЖЭТФ. 1937. Т. 7, № 9. С. 1117–1131.
114. Кондорский Е.И. К вопросу о магнитной анизотропии ферромагнитных кристаллов в слабых полях // ДАН СССР. 1938. Т. 18, № 6. С. 325–327.
115. Кондорский Е.И. Магнитная анизотропия ферромагнитных кристаллов в слабых полях // Там же. Т. 19, № 5. С. 397–404.
116. Кондорский Е.И. О гистерезисе в ферромагнетиках // ЖЭТФ. 1940. Т. 10, № 4. С. 420–440.
117. Кондорский Е.И. Теория магнитных свойств поликристаллических ферромагнетиков в слабых и средних магнитных полях // Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики. М.: Изд-во АН СССР, 1946. С. 97–127.
118. Кондорский Е.И. К вопросу о теории коэрцитивной силы сталей // ДАН СССР. 1948. Т. 63, № 5. С. 507–510.
119. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957. 532 с.
120. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Физматгиз, 1963. 702 с.
121. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.
122. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Л.Д. Ландау. Собр. тр. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 128–143.
123. Лесник А.Г. Наведенная магнитная анизотропия. Киев: Наук. думка, 1967. 163 с.
124. Лильи Б.А. Энергия и толщина граничных слоев между областями самопроизвольной намагниченности // Пробл. современной физики: Ферромагнетизм / Под ред. А.П. Комара. М.: Изд-во иностр. лит., 1953. С. 6–24.
125. Либшиц Е.М. О магнитном строении железа // ЖЭТФ. 1945. Т. 15, № 3. С. 97–107.
126. Лукшина В.А., Старцева И.Е., Шур Я.С. Изменение доменной структуры и магнитных свойств кремнистого железа под влиянием термомагнитной, термомеханической и термомеханомагнитной обработок // ФММ. 1987. Т. 63, № 6. С. 1121–1126.
127. Лукшина В.А., Старцева И.Е. Термомеханическая обработка электротехнических сталей при нагрузках в области упругих деформаций // Там же. Т. 66, № 1. С. 119–125.
128. Лукшина В.А., Старцева И.Е. Термомеханомагнитная обработка кремнистого железа при нагрузках в области упругих деформаций // Там же. № 3. С. 478–485.
129. Макаров В.П., Мацук В.Г., Молотилов Б.В. Магнитоактивные покрытия и структура композита металлы-керамика // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46, № 4. С. 660–665.
130. Максвелл Д.К. Избранные сочинения по теории электрического поля. М.: Гостехиздат, 1952. 687 с.
131. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами: Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 382 с.
132. Месьюкин В.С. Ферромагнитные сплавы. М.; Л.: ОНТИ, 1938. 731 с.
133. Нейман Л.Р., Калантаров П.Л. Теоретические основы электротехники. М.: Госэнергоиздат, 1954. Ч. 2. 416 с.
134. Нейман Л.Р., Калантаров П.Л. Теоретические основы электротехники. М.: Госэнергоиздат, 1954. Ч. 3. 247 с.
135. О'Делл Т. Ферромагнитодинамика: Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 253 с.
136. Пильщиков А.Н. Магнитные спектры пермаллоя в звуковых частотах // Проблемы ферромагнетизма и магнитодинамики. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1946. С. 67–72.
137. Поливанов К.М. О зависимости магнитных свойств вещества от частоты // ДАН СССР. 1941. Т. 32, № 3. С. 181–185.
138. Поливанов К.М. О свойствах ферромагнетиков в переменных полях // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1948. Т. 12, № 2. С. 98–115.
139. Поливанов К.М. Динамические характеристики ферромагнетиков // Там же. 1952. Т. 16, № 4. С. 449–464.
140. Поливанов К.М. Ферромагнетики. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1957. 256 с.

141. Ратенау Дж. Временные эффекты при намагничивании // Магнитные свойства металлов и сплавов / Пер. с англ. под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 226–266.
142. Рид В.Т. Дислокации в кристаллах / Пер. с англ. под ред. И.А. Одинга. М.: Металлургиздат, 1957. 280 с.
143. Селисский Я.П. Измерения магнитострикции по методу Конецкого с фотографиями // Завод. лаб. 1941. Т. 10. № 4. С. 382–385.
144. Селисский Я.П., Матвеев Г.Н. Магнитная проницаемость некоторых материалов в слабых полях звуковой и надзвуковой частоты // Электричество. 1948. № 9. С. 60–62.
145. Селисский Я.П. Материалы и некоторые особенности ленточных сердечников трансформаторов // Там же. № 12. С. 69–71.
146. Сокропан Г.В., Курбатов Л.В. Феноменологическая теория ферромагнитного резонанса // Ферромагнитный резонанс / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Наука, 1961. С. 25–97.
147. Сноэк Я. Исследования в области ферромагнитных материалов. М.: Изд-во иностр. лит., 1949. 222 с.
148. Соколов Б.К., Губернаторов В.В., Зайкова В.А., Драгошанский Ю.Н. Влияние характера распределения субструктур на электромагнитные потери в трансформаторной стали // ФММ. 1977. Т. 44. № 3. С. 517–522.
149. Соколов Б.К., Губернаторов В.В., Носков М.М., Золотарев А.И. Способ термообработки электротехнической стали. А.с. № 652230 СССР. Опубл. 15.03.79. Бюл. № 10. С. 115.
150. Стародубцев Ю.Н. О влиянии кристаллографической текстуры на потери энергии в электротехнической стали // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 37. № 7. С. 1369–1371.
151. Стародубцев Ю.Н. К теории намагничивания кристаллов кремнистого железа // ФММ. 1975. Т. 39. № 3. С. 473–477.
152. Стародубцев Ю.Н., Драгошанский Ю.Н. О зависимости размеров доменов от толщины кристаллов кремнистого железа // Там же. 1979. Т. 47. № 5. С. 925–931.
153. Старцева И.Е., Глазер А.А., Шур Я.С. К вопросу о температурной зависимости доменной структуры кристаллов кремнистого железа // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1962. Т. 26. № 2. С. 262–265.
154. Старцева И.Е., Шур Я.С. Температурная зависимость доменной структуры в монокристаллах кремнистого железа // ФММ. 1968. Т. 25. № 2. С. 298–306.
155. Старцева И.Е., Шулка В.В., Шур Я.С. Влияние включений и внутренних напряжений на эффективность термомагнитной обработки трансформаторной стали // Там же. 1972. Т. 34. № 4. С. 753–761.
156. Старцева И.Е., Шулка В.В., Шур Я.С. Влияние стабилизации доменной структуры на магнитные свойства трансформаторной стали // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. Т. 36. № 6. С. 1597–1601.
157. Старцева И.Е., Шулка В.В. Связь эффективности термомагнитной обработки и формы кривой температурной зависимости начальной проницаемости железо-кремнистых сплавов // ФММ. 1974. Т. 37. № 1. С. 98–106.
158. Старцева И.Е., Шулка В.В. Влияние стабилизации доменной структуры, вызываемой индуцированной анизотропией, на магнитные свойства кремнистого железа // Тр. Междунар. конф. по магнетизму МКМ-73. М.: Наука, 1974. Т. 6. С. 184–187.
159. Старцева И.Е., Шулка В.В., Шур Я.С. Влияние стабилизации доменной структуры на магнитные свойства трансформаторной стали // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. № 7. С. 1389–1391.
160. Старцева И.Е., Шулка В.В., Шур Я.С. Близкий порядок и индуцированная анизотропия железокремнистых сплавов с малым содержанием кремния // ФММ. 1979. Т. 47. № 3. С. 558–561.
161. Старцева И.Е., Шулка В.В., Дмитриева Н.В., Лукшина В.А. Индуцированная магнитная анизотропия, созданная в железокремнистых сплавах с помощью термомагнитной обработки // Там же. 1980. Т. 50. № 2. С. 445–448.
162. Старцева И.Е., Шулка В.В., Шур Я.С. Способ термической обработки электротехнической стали. А.с. № 857281 СССР. МКИ С 21d8/12. Опубл. 23.08.81, Бюл. № 31. С. 137.

163. Старцева И.Е., Шулика В.В., Лукшина В.А. Влияние скорости охлаждения на магнитные свойства нетекстуированных электротехнических сталей // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 4. С. 636–638.
164. Старцева И.Е. Индуцированная магнитная анизотропия железокремнистых сплавов и ее влияние на доменную структуру и магнитные свойства // Физические свойства магнитных материалов. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1982. С. 15–19.
165. Старцева И.Е., Лукшина В.А., Шур Я.С. Термомеханическая обработка железокремнистых сплавов с 3–4 вес. % Si // ФММ. 1985. Т. 59. № 2. С. 312–316.
166. Счастливцева И.К., Казаджан Л.Б., Соколов Б.К. и др. Влияние формы и величины зерна на магнитные свойства текстурированной трансформаторной стали // Там же. 1976. Т. 41. № 3. С. 542–548.
167. Счастливцева И.К., Соколов Б.К., Титоров Д.Б., Губернаторов В.В. О регулировании размера и формы зерен в трансформаторной стали // Структура и свойства электротехнической стали. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1977. С. 20–25.
168. Тикадзуми Т. Физика ферромагнетизма: Магнитные свойства вещества: Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 302 с.
169. Тикадзуми Т. Физика ферромагнетизма: Магнитные характеристики и практические применения: Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 420 с.
170. Тиунов В.Ф., Зайкова В.А., Шур Я.С. Динамика 180-градусных доменных границ и электромагнитные потери в кристаллах Fe–3%Si // ФММ. 1979. Т. 47. № 3. С. 538–547.
171. Тиунов В.Ф., Зайкова В.А., Шур Я.С. Электромагнитные потери и динамическое поведение доменной структуры в Fe–3%Si при высоких амплитудах индукции // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 7. С. 1441–1446.
172. Тиунов В.Ф., Зайкова В.А., Шур Я.С. Динамическое поведение доменной структуры монокристаллов Fe–3%Si при высоких значениях максимальной индукции и электромагнитные потери // ФММ. 1980. Т. 49. № 4. С. 766–775.
173. Тиунов В.Ф. Динамика полосовой доменной структуры и электромагнитные потери в кристаллах кремнистого железа: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1980. 169 с.
174. Тиунов В.Ф., Зайкова В.А. Динамика доменной структуры и электромагнитные потери в кристаллах Fe–3%Si, перемагничиваемых непараллельно оси легчайшего намагничивания // ФММ. 1985. Т. 59. № 6. С. 1129–1135.
175. Тиунов В.Ф. Способ регистрации доменной структуры и измерения потерь ферромагнетиков на отдельных циклах перемагничивания // Завод. лаб. 1988. Т. 54. № 3. С. 37–39.
176. Тулепов К.М. Способ термомагнитной обработки магнитомягких материалов. А.с. № 474562 СССР, МКИ С 21d1/04. Опубл. 25.06.75. Бюл. № 23. С. 57.
177. Туров Е.А. Ширина линии ферромагнитного резонанса поглощения // Ферромагнитный резонанс / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Наука, 1961. С. 215–265.
178. Филиппов Б.Н., Жаков С.В. К теории динамических свойств ферромагнитных монокристаллических пластин, обладающих доменной структурой // ФММ. 1975. Т. 39. № 4. С. 705–717.
179. Филиппов Б.Н., Жаков С.В., Драгошанский Ю.Н. и др. К теории доменных структур в трехосных ферромагнитных кристаллах // Там же. 1976. Т. 42. № 2. С. 260–277.
180. Филиппов Б.Н., Жаков С.В. О влиянии движения 90-градусных доменных границ на электромагнитные потери // Там же. 1977. Т. 45. № 5. С. 1100–1104.
181. Филиппов Б.Н., Зайкова В.А., Жаков С.В. и др. Динамика доменной структуры и электромагнитные потери // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. № 8. С. 1744–1752.
182. Филиппов Б.Н., Жаков С.В. Расчет магнитоупругой энергии в пластинах с плоскостью поверхности (100) при заданном распределении намагниченности // ФММ. 1979. Т. 47. № 2. С. 441–444.
183. Филиппов Б.Н. Поверхностные и размерные явления в однородно намагниченных и многодоменных ферромагнетиках: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Свердловск, 1980. 371 с.
184. Филиппов Б.Н., Танкеев А.П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 216 с.

185. Филиппов Б.Н. Динамика доменных границ и доменов в магнитоупорядоченных веществах. Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1989. 120 с.
186. Хан Е.Б., Зайкова В.А., Шур Я.С. Связь электромагнитных потерь с доменной структурой в монокристаллах кремнистого железа // ФММ. 1971. Т. 31, № 3. С. 538–542.
187. Хан Е.Б., Зайкова В.А., Шур Я.С., Тихонов В.Ф. Особенности процессов смешения доменных границ в монокристаллах кремнистого железа под влиянием переменных магнитных полей // Там же. 1972. Т. 33, № 2. С. 289–294.
188. Холоднокатаные электротехнические стали. М.: Металлургия, 1989. 168 с.
189. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах / Пер. с нем. под ред. В.М. Елеонского. М.: Мир, 1977. 306 с.
190. Шейко Л.М., Иванченко О.Н., Червонев Л.С., Мирошниченко Ф.Д. Исследование напряжений, создаваемых покрытиями в листе электротехнической стали с ребровой текстурой // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46, № 7. С. 1427–1430.
191. Шейко Л.М. Влияние механических напряжений электроизоляционных покрытий на доменную структуру и магнитные свойства кремнистого железа: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1985. 176 с.
192. Штуркин Д.А. Магнитострикция кремнистого железа // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1947. Т. 11, № 6. С. 661–666.
193. Шубина Л.А. Зависимость кристаллографической магнитной анизотропии монокристаллов кремнистого железа от температуры // Там же, № 5. С. 527–532.
194. Шулака В.В., Старцева И.Е., Хан Е.Б. Влияние стабилизации поверхностной замыкающей доменной структуры на магнитные свойства кремнистого железа // ФММ. 1974. Т. 37, № 5. С. 960–965.
195. Шулака В.В., Старцева И.Е., Шур Я.С. Термомагнитная обработка трансформаторной стали в переменном магнитном поле // Там же. 1975. Т. 40, № 2. С. 296–303.
196. Шулака В.В., Старцева И.Е., Шур Я.С. Влияние дестабилизации доменной структуры, вызываемой быстрым охлаждением, на магнитные свойства кремнистого железа // Там же. 1981. Т. 51, № 5. С. 1073–1076.
197. Шулака В.В., Старцева И.Е., Чистяков В.К., Драгашанский Ю.Н. Об анизотропии эффекта термомагнитной обработки в электротехнических стальях // Там же. 1988. Т. 66, № 4. С. 667–673.
198. Шур Я.С. Влияние термообработки в магнитном поле на распределение спонтанных областей ферромагнитного кристалла // ДАН СССР. 1938. Т. 21, № 1/2. С. 19–21.
199. Шур Я.С., Хохлов А.С. Возникновение устойчивой магнитной текстуры в ферромагнетиках, охлажденных под растяжением // ЖЭТФ. 1940. Т. 10, № 9/10. С. 1113–1115.
200. Шур Я.С., Хохлов А.С. Термомеханическая обработка ферромагнетиков // ДАН СССР. 1946. Т. 53, № 1. С. 39–41.
201. Шур Я.С., Хохлов А.С. Магнитострикция трансформаторной стали, прошедшей термомеханическую обработку // ЖЭТФ. 1947. Т. 17, № 1. С. 7–11.
202. Шур Я.С. Магнитные свойства ферромагнетиков, охлажденных в присутствии односторонних напряжений // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1947. Т. 11, № 5. С. 570–579.
203. Шур Я.С. О магнитной структуре ферромагнетиков // Там же. № 6. С. 641–648.
204. Шур Я.С., Дрожжина В.И. О температурном магнитном гистерезисе в ферромагнетиках. I // ЖЭТФ. 1947. Т. 17, № 7. С. 607–613.
205. Шур Я.С., Баранова Н.А. О температурном магнитном гистерезисе в ферромагнетиках. II // Там же. 1950. Т. 20, № 2. С. 183–191.
206. Шур Я.С., Дунаев Ф.Н. О магнитной текстуре, возникающей в мягких магнитных материалах после термомеханической обработки // ДАН СССР. 1950. Т. 72, № 2. С. 293–296.
207. Шур Я.С., Дунаев Ф.Н. Зависимость эффекта термомеханической обработки мягких магнитных материалов от величины нагрузки и температуры обработки // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1952. Т. 16, № 6. С. 640–646.
208. Шур Я.С., Дунаев Ф.Н. О магнитной текстуре, возникающей в мягких магнитных материалах после термомеханической обработки // Тр. ИФМ по вопросам электрических и магнитных свойств металлов. М.: Изд-во АН СССР, 1954. Вып. 15, С. 29–41.

209. Шур Я.С., Абельс В.Р. Исследования зародышей перемагничивания в кристаллах кремнистого железа // ДАН СССР. 1955. Т. 105, № 3. С. 469–471.
210. Шур Я.С., Абельс В.Р. Исследование субобластей на кристаллах кремнистого железа методом порошковых фигур // ФММ. 1955. Т. 1, № 1. С. 5–10.
211. Шур Я.С., Абельс В.Р. Исследование магнитной структуры кристаллов кремнистого железа методом порошковых фигур // Там же. С. 11–17.
212. Шур Я.С., Зайкова В.А. О зависимости коэрцитивной силы мягких магнитных материалов от толщины листа // Там же. С. 18–27.
213. Шур Я.С., Абельс В.Р., Зайкова В.А. О роли замыкающих областей в процессах технического намагничивания // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1957. Т. 21, № 8. С. 1162–1167.
214. Шур Я.С., Зайкова В.А. О влиянии упругих напряжений на магнитную структуру кристаллов кремнистого железа // ФММ. 1958. Т. 6, № 3. С. 545–555.
215. Шур Я.С., Абельс В.Р. Исследование процессов намагничивания в кристаллах кремнистого железа // Там же. С. 556–563.
216. Шур Я.С., Глазер А.А. Термомагнитная обработка и процессы упорядочения. III: Исследование влияния термомагнитной обработки на величину электросопротивления упорядочивающихся мягких магнитных сплавов // Там же. С. 958–960.
217. Шур Я.С., Старцева И.Е. Температурный генезис доменной структуры в кристаллах кремнистого железа // ЖЭТФ. 1960. Т. 39, № 3. С. 566–573.
218. Шур Я.С., Драгашанский Ю.Н. О возникновении и росте зародышей перемагничивания в кристаллах кобальта // ФММ. 1965. Т. 19, № 4. С. 536–543.
219. Шур Я.С., Драгашанский Ю.Н. О виде замыкающих доменов внутри кристаллов кремнистого железа // Там же. 1966. Т. 22, № 5. С. 702–710.
220. Шур Я.С., Зайкова В.А., Хан Е.Б. Доменная структура монокристаллов кремнистого железа в переменном магнитном поле // Там же. 1970. Т. 29, № 4. С. 770–776.
221. Шур Я.С., Хан Е.Б., Зайкова В.А. Доменная структура кремнистого железа в переменных полях и электромагнитные потери // Там же. 1971. Т. 31, № 2. С. 286–293.
222. Шур Я.С., Старцева И.Е., Шулника В.В. Способ термомагнитной обработки магнитомягких материалов. А.с. 485155 СССР. МКИ С21д1/04. Опубл. 29.09.75. Бюл. № 35. С. 73.
223. Шур Я.С., Старцева И.Е., Шулника В.В. Способ термомагнитной обработки магнитомягких сплавов. А.с. 566881 СССР. МКИ С21д1/04. Опубл. 30.07.77. Бюл. № 28. С. 81.
224. Эйнгорн И.Я., Сергеичук Н.М. Магнитострикция холоднокатаной электротехнической стали, магнитострикционная анизотропия и шум трансформаторов // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39, № 7. С. 1422–1424.
225. Эйнгорн И.Я., Хаджинов Е.П., Шик Б.М. и др. Способ изготовления магнитопроводов электрических индукционных устройств // А.с. 1042091 СССР. МКИ Н01Д41/02. Опубл. 20.05.83. Бюл. № 34. С. 138.
226. Эйнгорн И.Я., Таунов В.Ф., Зайкова В.А. Анизотропия динамической магнитострикции и ее частотная зависимость // ФММ. 1990. № 8. С. 49–53.
227. Akulov N. Zur Theorie der Feinstruktur der Magnetisierungskurven der Einkristalle // Ztschr. Phys. 1931. Bd. 69, N 1/2. S. 78–99.
228. Akulov N., Degtyar M. Über die komplizierte magnetische Struktur der ferromagnetischen Einkristalle // Ann. Phys. 1932. Bd. 15, N 7. S. 750–756.
229. Alberts H.L., Alberts L. Magnetic anisotropy in silicon-iron // J. Phys. (Fr.) 1971. Vol. 32, N 2/3, pt. 1. P. 110–111.
230. Alberts H.L., Wedepohl P.T. Elastic constants of dilute iron-silicon alloy single crystals below room temperature // Physica. 1971. Vol. 53, N 4. P. 571–580.
231. Allia P., Ferro-Milone A., Montalenti G. et al. Theory of negative magnetostriiction in grain-oriented 3% Si-1% e for various inductions and applied stresses // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14, N 5. P. 362–364.
232. Anderson P.W. Antiferromagnetism: Theory of superexchange interaction // Phys. Rev. 1950. Vol. 79, N 2. P. 350–356.
233. Anderson P.W. Generalization of the Weiss molecular field theory of antiferromagnetism // Ibid. N 4. P. 705–710.

234. Anthony L., Holle A.L. von, Shoen J.W. Performance of laser scribed grain oriented silicon steel in model stacked transformer cores // *J. Appl. Phys.* 1984, Vol. 55, N 6, P. 2124–2126.
235. Aoyagi K., Taniguchi S., Yamamoto M. Orientation dependence of the uniaxial ferromagnetic anisotropy induced by magnetic annealing in 20% Co–Ni single crystals // *J. Phys. Soc. Jap.* 1958, Vol. 13, N 5, P. 532–533.
236. Arai K.I., Tsuya N., Ohmori K. et al. Rapidly quenched Fe base crystalline ribbon materials // *J. Magn. and Magn. Mater.* 1983, Vol. 31/34, pt 2, P. 1027–1028.
237. Arajs S., Shessin H., Müller D.C. First magnetocrystalline anisotropy constants of some iron-silicon alloys // *J. Appl. Phys.* 1961, Vol. 32, Suppl. N 5, P. 857–859.
238. Argyle B.E., Charap S.H., Pugh E.W. Deviation from  $T^{3/2}$  law for magnetization of ferrometals // *Phys. Rev.* 1963, Vol. 132, N 5, P. 2051–2062.
239. Aristov V.V., Shulakov E.V. Determination of angles between blocks from the topographs obtained by the Schulz method // *J. Appl. Crystallogr.* 1975, Vol. 8, N 4, P. 445–451.
240. Balazs F. Hidegen bengerelt transformátorszaladok termomechanikus Kezelése // *Kohászati Lapok*, 1967, N 6, S. 257–261.
241. Barisoni M., Candiotti M. A new high permeability grain oriented Fe–3% Si steel // *IEEE Trans. Magn.* 1978, Vol. 14, N 5, P. 345–349.
242. Barrett W.F., Brown W., Hadfield R.A. Electrical conductivity and magnetic permeability of various alloys of Fe // *Sci. Trans. Roy. Dublin Soc.* 1900, Vol. 7, P. 67–126.
243. Bates L., Martin D. Ferromagnetic domain nucleation in silicon–iron // *Proc. Phys. Soc. B*, 1956, Vol. 69, pt 2, N 434, P. 145–152. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 109–124.
244. Becker R., Döring W. Ferromagnetismus. B.: Springer, 1939. 440 S.
245. Bertotti G., Mazzetti P., Soardo G.P. A general model of losses in soft magnetic materials // *J. Magn. and Magn. Mat.* 1982, Vol. 26, N 1/3, P. 225–233.
246. Bertotti G., Fiorillo F., Mazzetti P., Soardo G.P. Dynamics of microscopic magnetization processes and magnetic losses // *J. Appl. Phys.* 1982, Vol. 53, N 11, P. 8287–8292.
247. Bichard V.M., Coombs A., Daniels M.R. The effect of applied tensile stress on the domain structure of grain oriented Si–Fe // *IEEE Trans. Magn.* 1978, Vol. 14, N 5, P. 782–784.
248. Biorci G., Ferro A., Montallenti H.G. Magnetic viscosity due to solute atom pairs. 2. Experimental results // *J. Appl. Phys.* 1961, Vol. 32, N 4, P. 630–635.
249. Bishop J.E.L., Lee E.W. The behaviour of ferromagnetic sheet in alternating electric and magnetic fields. I. A domain theory of the skin-effect impedance and complex permeability // *Proc. Roy. Soc. London A*, 1963, Vol. 276, N 1364, P. 96–111.
250. Bishop J.E.L. The influence of domain wall bowing on eddy current drag // *Phys. status solidi (a)*, 1971, Vol. 7, N 1, P. 117–124.
251. Bishop J.E.L. The analysis of eddy current-limited magnetic domain wall motion, including severe bowing and merging // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1973, Vol. 6, N 1, P. 97–115.
252. Bishop J.E.L. Domain wall bowing interpretation of eddy current loss measurements in a (110) [001]Si–Fe monocrystal // *IEEE Trans. Magn.* 1976, Vol. 12, N 1, P. 21–26.
253. Bishop J.E.L. Eddy current loss calculations for skew, braket and wedge domain walls as in (110) [001] Si–Fe laminations // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1976, Vol. 9, N 2, P. 291–307.
254. Bishop J.E.L. The influence of a random domain size distribution of the eddy-current contribution to hysteresis in transformer steel // *Ibid.*, N 9, P. 1367–1377.
255. Bishop J.E.L. Improved simulation of domain wall bowing in metallic laminations using a new spline model // *J. Magn. and Magn. Mater.* 1979, Vol. 10, N 1, P. 75–83.
256. Bishop J.E.L. Steady-state eddy-current dominated magnetic domain wall motion with severe bowing and necking // *Ibid.*, Vol. 12, N 2, P. 102–107.
257. Bishop J.E.L. Simulation of skew domain wall bowing in SiFe laminations with asymmetric role orientation // *IEEE Trans. Magn.* 1981, Vol. 18, N 4, P. 970–980.
258. Bitter F. On inhomogeneities in the magnetization of ferromagnetic materials // *Phys. Rev.* 1931, Vol. 38, N 10, P. 1903–1905.
259. Bloch F. Zur Theorie des Austauschproblems und Remanenzerscheinung der Ferromagnetika // *Ztschr. Phys.* 1932, Bd. 74, N 5/6, S. 295–335.

260. *Boon C.R., Robey J.Q.* The frequency dependence of domain wall motion and wall bowing in silicon-iron sheet // *Phys. status solidi (a)*. 1969. Vol. 33, N 2. P. 617–622.
261. *Bozorth R.M.* Directional ferromagnetic properties of metals // *J. Appl. Phys.* 1937. Vol. 8, N 9. P. 575–588.
262. *Brafsjord F., Fogg R.* Anomalous iron losses in coldreduced grain oriented transformer steel // *Proc. IEE*. 1964. Vol. 111, N 8. P. 1463–1470.
263. *Brissonneau*. Le trainage magnétique // *J. Phys. Radiat.* 1958. Vol. 19, N 4. P. 490–504.
264. *Butler O.I., Mang C.Y.* Magnetic properties of ferromagnetic lamination at power and audio frequencies // *Proc. IEE*. 1948. Vol. 95, pt 2, N 43. P. 25–37.
265. *Cadewille M.C., Moran-Lopez J.L.* Magnetism and spatial order in transition metal alloys: Experimental and theoretical aspects // *Phys. Rep.* 1987. Vol. 153, N 6. P. 331–399.
266. *Carr W.J., Smoluchowski R.* The magnetostriction of single crystals of iron-silicon alloys // *Phys. Rev.* 1951. Vol. 83, N 6. P. 1236–1243.
267. *Carr W.J.* Energy loss resulting from domain wall motion // *J. Appl. Phys.* 1959. Vol. 30, N 4, suppl. P. 90–93.
268. *Chikazumi S.* Study of magnetic annealing on  $Ni_2Fe$  single crystal // *J. Phys. Soc. Jap.* 1956. Vol. 11, N 7. P. 551–560.
269. *Chikazumi S., Suzuki K.* On the maze domain of silicon-iron crystal // *Ibid.* 1955. Vol. 10, N 7. P. 523–534. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 204–223.
270. *Chikazumi S.* Ferromagnetic properties and superlattice formation of iron-nickel alloys. 1, 2 // *Ibid.* 1950. Vol. 5, N 5. P. 327–333.
271. *Chang C.F., Bye R.L., Laxmane V., Das C.K.* Texture and magnetic properties of rapidly quenched Fe-6.5wt% Si ribbon // *IEEE Trans. Mag.* 1984. Vol. 20, N 4. P. 553–558.
272. *Charap S.H.* Eddy current losses in magnetic sheet with simple bar-like  $180^\circ$  domain structures // *J. Appl. Phys.* 1979. Vol. 50, N 11, pt 2. P. 7701–7703.
273. *Coorner W.A., Mason J.J.* The effect of stress on the domain structures of Goss textured silicon iron // *Brit. J. Appl. Phys.* 1964. Vol. 15, N 6. P. 709–718.
274. *Daniels M.R.* Connection between power loss and misorientation in silicon-iron // *IEE Proc. Conf. Magn. Mater.* 1967. N 33. P. 4–7.
275. *Daniels M.R.*  $B_{s0}$  as indication of the (110) [001] orientation in G.O silicon-iron // *J. Magn. and Magn. Mater.* 1980. Vol. 19, N 1/3. P. 33–35.
276. *Davies R.G.* An X-ray and dilatometric study of order and the K-state in iron-aluminium alloys // *J. Phys. and Chem. Solids.* 1963. Vol. 24, N 8. P. 985–992.
277. *Dillinger J.F., Bozorth R.M.* Heat treatment of magnetic materials in magnetic field // *Physics*. 1935. Vol. 6, N 9. P. 280–291.
278. *Dokken R.N.* A resistance-measurement study of ordering in iron-silicon alloys: FeSi and Fe<sub>3</sub>Si-type superstructures // *Trans. Met. Soc. AIMF*. 1965. Vol. 233, N 6. P. 1187–1188.
279. *Dijkstra L., Martius U.M.* Domain pattern of silicon-iron under stress // *Rev. Mod. Phys.* 1953. Vol. 25, N 1. P. 146–150. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 125–136.
280. *Döring W.* Mikromagnetismus // *Handbuch der Physik*, B. etc.: Springer. 1966. Bd. 18/2, S. 341–437.
281. *Elmore W.C.* The magnetic structure of iron crystals // *Phys. Rev.* 1942. Vol. 62, N 9/10. P. 486–493.
282. *Evans J.D., Holle A.L. von* Evidence for the effectiveness for stress coatings in altering magnetic properties of commercially produced grain-oriented 3% silicon-iron // *IEEE Trans. Magn.* 1979. Vol. 15, N 6. P. 1580–1585.
283. *Fahlenbrach H., Sommerkorn G.* Untersuchungen über die anomale Temperaturabhängigkeit der Anfangspermeabilität und magnetische Nachwirkung von Eisen und Eisen-Silizium-Legierungen bei Temperaturen zwischen 300 und  $700^\circ$  // *Techn. Mitt. Krupp*. 1957. Bd. 15, N 7, S. 161–164.
284. *Fahlenbrach H.* Die magnetische Hochtemperurnachwirkung weichmagnetischer Werkstoffe und ihr Zusammenhang mit der magnetischen Warmbehandlung // *Ztschr. angew. Phys.* 1964. Bd. 17, N 2, S. 104–107.

285. *Farkunov M.C.* Lattice spacing and structures of metals and alloys. N.Y.: Pergamon press, 1958. 656 p.
286. *Fiedler H.C., Pry R.H.* Effect of magnetic annealing on the properties of (110) [001] oriented 3.25 silicon-iron strips // *J. Appl. Phys.* 1959. Vol. 30, N 4, suppl. P. 109–110.
287. *Filippov B.N., Zaikova U.A.* Influence of domain structure on eddy-current losses in Fe–3% Si crystals // Proc. Third Intern. conf. soft magn. mater. 1977. Pt 2. P. 712–721.
288. *Filippov B.N., Zaikova U.A.* Vplyv domenovej struktury na straty vizivymi prudmi v kryštáloch Fe–3% Si // *Electrotechn. Cas.* 1978. Roc. 29, c. 7. S. 501–510.
289. *Filippov B.N., Zhakov S.V., Lebedev Yu.G.* Influence of domain structure on some dynamic properties of ferromagnets // *IEEE Trans. Magn.* 1979. Vol. 15, N 6. P. 1849–1854.
290. *Filippov B.N.* Effect of the coating on the domain structure of grain-oriented silicon-iron // *J. Magn. and Magn. Mater.* 1984. Vol. 41. P. 21–24.
291. *Fischer W.A., Lorenz K., Fahrnius H.* et al. Untersuchung von Phasenumwandlungen in reinem Eisenlegirungen mit der magnetischen Waage // *Arch. Eisenhüttenw.* 1966. Bd. 37. N 1. S. 79–86.
292. *Forsch K.* Diffusionanisotropie in Eisen-Silizium Legirungen // *Phys. status solidi.* 1970. Vol. 42, N 1. P. 329–344.
293. *Foster K.* Stress and induction dependence of hysteresis losses in electrical steels // *J. Appl. Phys.* 1984. Vol. 55, N 6, pt 2 B. P. 2127–2129.
294. *Foster K., Littmann M.F.* Factors affecting core losses in oriented electrical steels at moderate inductions // *Ibid.* 1985. Vol. 57, N 1. P. 4203–4208.
295. *Frenkel J.* Elementare Theorie magnetischer und elektrischer Eigenschaften der Metalle beim absoluten Nullpunkt der Temperatur // *Ztschr. Phys.* 1928. Bd. 49. N 1/2. S. 31–45.
296. *Fukawa K.* Reidual internal stress caused by bolts cratching on the surface of grain oriented silicon steel // *J. Jap. Inst. Met.* 1981. Vol. 45, N 4. P. 384–388.
297. *Graham C.D., Neurath P.W.* Domain wall orientation in silicon-iron crystals // *J. Appl. Phys.* 1957. Vol. 28, N 8. P. 888–891.
298. *Graham C.D.* Temperature dependence of anisotropy and saturation magnetization in iron and iron-silicon alloys // *Ibid.* 1960. Vol. 31, N 5, suppl. P. 150–153.
299. *Genghagel H., Hofmann U.* Temperature dependence of the magneto-crystalline energy constant  $K_1$ ,  $K_2$  and  $K_3$  of iron // *Phys. status solidi.* 1968. Vol. 29, N 1. P. 91–97.
300. *Gengnagel H., Wagner H.* Magnetfeldinduzierte Anisotropie an Fe-Al und Fe-Si Einkristallen // *Ztschr. angew. Phys.* 1961. Bd. 13. N 4. S. 174–177.
301. *Goodenough J.* A theory of domain creation and coercive force in polycrystalline ferromagnetics // *Phys. Rev.* 1954. Vol. 95, N 4. P. 917–932. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 19–57.
302. *Goodenough J.* Interpretation of domain patterns recently found in Bi-Mn and Si-I-Fe alloys // *Ibid.* 1956. Vol. 102, N 2. P. 356–365. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 58–80.
303. *Gorski W.S.* Theorie der elastischen Nachwirkung in ungeordneten Mischkristallen // *Phys. Ztschr. Sowjetunion.* 1935. B. 8. H. 4. S. 457–471.
304. *Gossard A.G., Jaccarino T., Remeika J.P.* Experimental test of the spin-wave theory of a ferromagnet // *Phys. Rev. Lett.* 1961. Vol. 7, N 4. P. 122–124.
305. *Hadfield R.A.* Metallurgy and its influence on modern progress. N.Y.: Van Nostrand, 1926. 388 p.
306. *Haga K.* On the magnetic field annealing effect on commercial silicon steel sheets // *Trans. Jap. Inst. Met.* 1968. Vol. 9, N 2. P. 88–92.
307. *Hall R.S.* Single crystal anisotropy and magnetostriction constants of several ferromagnetic materials including alloys of NiFe, SiFe, AlFe, CoNi and CoFe // *J. Appl. Phys.* 1959. Vol. 30, N 6. P. 816–819.
308. *Haller T.R., Kramer J.J.* Observation of dynamic of domain size variation in a silicon-iron alloy // *Ibid.* 1970. Vol. 41, N 3. P. 1034–1035.
309. *Haller T.R., Kramer J.J.* Model for reverse-domain nucleation in ferromagnetic conductor // *Ibid.* P. 1036–1037.
310. *Heisenberg W.* Zur Theorie des Ferromagnetismus // *Ztschr. Phys.* 1928. Bd. 49. N 9/10. S. 619–636.

311. Heller P., Benedek G. Nuclear resonance in EuS from 4.2 K to the critical temperature region // Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 14, N 3. P. 71–73.
312. Hellmich G. Bereichstruktur und Ummagnetisierungsvorgänge von Einkristallrahmen aus silizium-Eisen // Ztschr. angew. Phys. 1968. Bd. 26, N 1. S. 63–67.
313. Hilfrich K., Kolker W., Petry W. et al. Revision of the Fe–Si-phase diagram: No B2-phase for  $7.6 \text{ at\%} \leq C_{\text{Si}} < 10.2 \text{ at\%}$  // Scr. met. et mater. 1990. Vol. 24, N 1. P. 39–44.
314. Hill Sh., Overshoot K.J. The dependence of power loss on domain wall bowing in single crystals of 3% grain-oriented silicon-iron // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14, N 5. P. 773–775.
315. Honda K., Masumoto H., Kaya S. Magnetization of single crystal of Fe at high temperatures // Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ. 1928. Vol. 17. P. 111–130.
316. Houze G.L. Domain wall motion in grain oriented silicon steel in cyclic magnetic fields // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38, N 3. P. 1089–1096.
317. Houze G.L. Effect of longitudinal tensile stress on the static and 60 Hz domain structures of grain-oriented silicon steel // Ibid. 1969. Vol. 40, N 3, pt 1. P. 1090–1091.
318. House G.L., Ames S.L., Bitler W.R. The effect of magnetic annealing on the properties and domain structure of oriented Si steel containing 3.25–6% Si // IEEE Trans. Magn. 1970. Vol. 6, N 3. P. 708–711.
319. House G.L. Domain structures in magnetically annealed 3.2% silicon-iron // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41, N 3, pt 2. P. 1167–1168.
320. Hu H., Wiener G. Correlation of energy losses with perfection of crystal orientation and domain structure // Ibid. 1959. Vol. 30, N 4, suppl. P. 86–87.
321. Hubert A. Zur Analyse der magnetischen Bereichstrukturen des Eisens: Diss. München. 1965. 96 S.
322. Ichi A.K., Kenji Oh. Grain growth characteristics and magnetic properties of rapidly quenched silicon steel ribbons // Met. Trans. A. 1986. Vol. 17, N 7. P. 1295–1299.
323. Пат. 7897923 Япония. МКИ C21D9/46 Unidirectional electromagnetic steel plate of high magnetic flux density / Ichiyama T., Koizumi M., Kikuchi T., Nakayama H. (Nippon steel corp.), Japan. Kokai. 26 Aug. 1978. Appl. 77/12, 117 08.Feb. 1978. – 7 pp.
324. Ichiyama T., Nakamura M., Nozawa I., Nakata T. Improvement of magnetic properties in thinner Hi-B with domain refinement // IEEE Trans. Magn. 1984. Vol. 20, N 5. P. 1557–1559.
325. Inden G., Pitsch W. Ordering reactions in BCC Fe–Si solid solutions. I. Theoretical calculations // Ztschr. Metallk. 1971. Bd. 62, N 8. S. 627–632.
326. Inden G. The role of magnetism in the calculation of phase diagrams // Physica B + C. 1981. Vol. 103 N 1. P. 82–100.
327. Ising E. Bertrag zur Theorie des Magnetismus // Ztschr. Phys. 1925. Bd. 31, N 1/4. S. 253–258.
328. Iuchi T., Yamaguchi S., Ichiyama T. et al. Laser processing for reducing core loss of grain oriented silicon steel // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53, N 3, pt 2. P. 2410–2412.
329. Iwata T., Yamamoto M. Ferromagnetic domain patterns in nickel crystals. 2. Domain patterns on general surfaces of unmagnetized crystals // Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku. Univ. A. 1956. Vol. 8, N 4. P. 293–312. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под. ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 268–296.
330. Iwayama K., Taguchi S., Kuroki K. et al. Relation between orientation and core loss in grain-oriented 3% silicon steel with high permeability // J. Magn. and Magn. Mater. 1982. Vol. 26, N 1/3. P. 37–39.
331. Jillek W., Hubert A. The influence of mechanical stresses on losses and domains of oriented transformer steel // Ibid. 1980. Vol. 19, N 1/3. P. 365–368.
332. Kadanoff L.P., Götze W., Hamblen D. et al. Static phenomena near critical points: Theory and experiment // Rev. Mod. Phys. 1967. Vol. 39, N 2. P. 395–431.
333. Kaya S. Über die Remanenz von Eisene inkristallen // Ztschr. Phys. 1933. Bd. 84, N 11/12. S. 705–716.
334. Kaya S. Uniaxial anisotropy of a permalloy crystal // Rev. Mod. Phys. 1953. Vol. 25, N 1. P. 49–55.
335. Kelsall G.A. Permeability changes in ferromagnetic materials heat treated in magnetic fields // Physics. 1934. Vol. 5, N 7. P. 169–172.
336. Kersten M. On the significance of coercive force // Probleme technischen Magnetisierungskurve. B.: Springer. 1938. S. 42–72.

337. Kittel Ch. Physical theory of ferromagnetic domains // Rev. Mod. Phys. 1949. Vol. 21, N 4. P. 541–583. То же на рус. яз.: Физика ферромагнитных областей / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С. 19–116.
338. Kittel Ch., Galt J.K. Ferromagnetic domain theory // Solid state physics. N.Y. Acad. press, 1956. Vol. 3. P. 437–564. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 459–506.
339. Kornetzki M. Über die Magnetostriktion von ferromagnetischen Ellipsoiden // Ztschr. Phys. 1934. Bd. 87. N. 10. S. 560–579.
340. Köster W. Micro- and crystal-structure of iron-silicon alloys containing up to 40at% Si // Trans. Iron Steel Inst. Jap. 1974. Vol. 14. N 6. P. 387–394.
341. Kramers A. L'interaction entre les atomes magnetogenes dans un cristal paramagnetique // Physica. 1934. Vol. 1. N 3. P. 182–192.
342. Kranz J., Brunner W. Beobachtung weißschen Berichte auf siliziumeisen bei hohen Temperaturen // Ztschr. angew. Phys. 1965. Bd. 19. N 2. S. 101–108.
343. Krause R.F., Rauch G.C., Kasner W.H., Miller R.A. Effect of laser scribing on the magnetic properties and domain structure of high permeability 3% Si–Fe // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 6. pt 2B. P. 2121–2123.
344. Наг. 2816880 Япония. МКИ С21Д1.78 Crystal oriented magnetic sheet steel / Kuroki K., Iwayama K., Sato T. (Nippon steel Corp.) Japan 19 Oct. 1978. Appl. N 77/43. 482 18 apr. 1977. 28 pp.
345. Kuroki K., Fukawa K., Wada T. Artificial domain control of grain oriented silicon steel // J. Jap. Inst. Met. 1981. Vol. 45. N 4. P. 379–383.
346. Landau L., Lifshitz E. Theory of dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Ztschr. Sowjetunion. 1935. Bd. 8. N·2. S. 153–159.
347. Leak D., Duckworth W. A study of the factors influencing on the eddy-current losses in 3% Si–Fe // J. Iron and Steel Inst. 1963. Vol. 201. N 7. P. 588–593.
348. Leeuw F.H. de. An empirical relation for the saturation velocity in bubble domain garnet materials // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14. N 5. P. 596–598.
349. Leeuw F.H. de., Doel R. van den, Euz U. Dynamic properties of magnetic domain walls and magnetic bubbles // Rep. Progr. Phys. 1980. Vol. 43. N 6. P. 689–783.
350. Libovicky S. Spatial replica of ferromagnetic domains in iron-silicon alloys // Phys. status solidi (a). 1972. Vol. 12. N 2. P. 539–547.
351. Littman M.F. Structures and magnetic properties of grain-oriented 3.2% silicon-iron // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 3. P. 1104–1108.
352. Littman M.F. Core loss of grain-oriented 3% silicon-iron at high inductions // Proc. AIP Conf. 1975. N 24. P. 721–723.
353. Lukshina V.A., Startseva I.E. Stress-magnetic annealing of Fe-Si // Phys. ser. 1989. Vol. 39. P. 386–390.
354. Lutes O.S., Ulmer R.P. Osothermal magnetic annealing experiments on substitutional alloys // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 3. P. 1009–1010.
355. McCarty M., House G.L., Malagari F.A. Texture-electrical-property correlations in oriented silicon steel // Ibid. P. 1096–1098.
356. Machova A., Kodeckova S. Elastic constants of iron-silicon alloy single crystals // Chechosl. J. Phys. B. 1977. Vol. 27. N 5. P. 555–564.
357. Meinhardt D., Krisen O. Fernordnung im system Eisen-Silizium // Arch. Eisenhüttenw. 1965. Bd. 36. N 4. S. 293–299.
358. Morgan J.V.S., Overshoot K.J. The variation of domain wall motion throughout the magnetization cycle in grain-oriented silicon iron // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14. N 5. P. 770–772.
359. Morgan J.V.S., Overshoot K.J. A comparison of theoretical and experimental values of power loss of grain-oriented 3% silicon-iron // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 11. P. 8293–8295.
360. Morris W.G., Shilling J.W., Feich D.R. et al. Effect of forsterite coatings on the domain structure of grain-oriented 3-percent Si–Fe // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14. N 1. P. 14–17.
361. Moses A.J., Thompson J.E. The effect of heat treatment in a magnetic field of under and applied stress on magnetic properties of silicon-iron // J. Mater. Sci. 1970. Vol. 5. N 6. P. 463–469.

362. Moses A.J., Phillips P.C. Some effects of stress in Goss-oriented silicon-iron // IEEE Trans. Magn. 1978, Vol. 14, N 5, P. 353–355.
363. Moses A.J. Effects of applied stress on the magnetic properties of high permeability silicon-iron // Ibid. 1979, Vol. 15, N 6, P. 1575–1579.
364. Moses A.J., Bakopoulos C.P. Effect of stress annealing on loss and magnetostriction in grain oriented silicon-iron // Ibid. 1984, Vol. 20, N 5, pt 2, P. 1563–1569.
365. Nakamura M., Hirose K., Nozawa T., Matsuo M. Domain refinement of grain oriented silicon steel by laser irradiation // Ibid. 1987, Vol. 23, N 5, P. 3074–3076.
366. Narita K., Imamura M. Frequency dependence of iron losses in 4 percent Si–Fe single crystal with a(110) [001] orientation // Ibid. 1979, Vol. 15, N 2, P. 981–988.
367. Neel L. Some properties of boundaries between ferromagnetic domains // Cah. phys. 1944, Vol. 25, N 1, P. 1–20. То же на рус. яз.: Физика ферромагнитных областей / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С. 194–214.
368. Neel L. Effet des cavités et des inclusions sur la champ coercitif // Ibid. P. 21–44. То же на рус. яз.: Физика ферромагнитных областей / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С. 215–239.
369. Neel L. Le trainage magnétique // J. Phys. Radiat. 1951, Vol. 12, N 3, P. 339–351.
370. Neel L. Théorie du trainage de magnétique de diffusion // Ibid. 1952, Vol. 13, N 5, P. 249–264.
371. Neel L. L'anisotropie superficielle des substances ferromagnétiques // C.R. Acad. sci. B, 1953, Vol. 237, N 23, P. 1468–1470.
372. Neel L. Anisotropie magnétique superficielle et sur structures d'orientation // J. Phys. Radiat. 1954, Vol. 15, N 4, P. 225–239.
373. Neel L. Energie des parois de Bloch dans les couches minces // C.R. Acad. sci. B, 1955, Vol. 241, N 6, P. 533–536. То же на рус. яз.: Матинная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 81–84.
374. Neel L. Remarques sur la théorie des propriétés magnétiques des couches minces et des grains fins // J. Phys. Radiat. 1956, Vol. 17, N 3, P. 250–255. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 85–94.
375. Neurath P.W. Hysteresis and eddy losses in silicon-iron as a function of sheet thickness // J. Appl. Phys. 1959, Vol. 30, N 4, suppl. P. 88–89.
376. Neurath P.W. Magnetic annealing and directional ordering // Ibid. 1963, Vol. 34, N 4, pt. 2, P. 1315–1316.
377. Nozawa T., Yamamoto T., Matsuo Y. et al. Relationship between total losses under tensile stress in 3% Si–Fe single crystals and their orientations near (110) [001] // IEEE Trans. Mag. 1978, Vol. 14, N 4, P. 252–257.
378. Nozawa T., Yamamoto T., Matsuo Y. et al. Effects of scratching on loss in 3% Si–Fe single crystals with orientation near (110) [001] // Ibid. 1979, vol. 15, N 2, P. 972–981.
379. Nozawa T., Matsuo Y., Kobayashi H. et al. Magnetic properties and domain structure in domain refined grain-oriented silicon steel // J. Appl. Phys. 1988, Vol. 63, N 8, pt 2, P. 2966–2970.
380. Onsager L.A. Two-dimensional model with order-disorder transition // Phys. Rev. 1944, Vol. 64, N 3/4, P. 117–149.
381. Osborn J.A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid // Ibid. 1945, Vol. 67, N 11/12, P. 351–357.
382. Overshot K.J., Preece J., Thompson J.E. The basic experiments on the nature of anomalous loss measured in separate crystals // Proc. IEE A. 1968, Vol. 115, P. 1840–1845.
383. Papadimitriou G., Genin J.M. Mossbauer effect evidence of an ordered Fe<sub>1-x</sub>Si solid solution and hyperfine field interpretation of ordered Fe–Si alloys // Phys. status solidi (a). 1972, Vol. 9, N 1, P. K19–K21.
384. Passon B. Ein Anwendung des magnetooptischen Kerr-Effekts zur Untersuchung chnellablaufender magnetisierung Prozesse // Ztschr. angew. Phys. 1963, Bd. 16, N 2, S. 81–90.
385. Passon B. Über die Beobachtung ferromagnetischer Bereiche bei Magnetisierung in Wechselfeldern bis zu 20 kHz // Ibid. 1968, Bd. 25, N 2, S. 56–61.
386. Paxton W.S., Nilan T.G. Domain configurations and crystallographic orientation in

- grain oriented silicon steel // J. Appl. Phys. 1955, Vol. 26, N 8, P. 994–1000. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. Изд-во иностр. литг., 1959. С. 121–203.
387. Peierls R. On Ising's model of ferromagnetism // Proc. Cambridge Phys. Soc. 1936. Vol. 32, pt 3. P. 477–485.
388. Pender B H., Jones P.L. The annealing of steel in alternating magnetic field // Phys. Rev. 1913, Vol. 1, N 4, P. 259–275.
389. Pepperhoff W., Ertwig H. Über die spezifischen Warmen von Eisen-Silizium-Legirungen // Ztschr. angew. Phys. 1967, Bd. 22, N 6, S. 496–499.
390. Pry R.H., Bean C.P. Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29, N 3, P. 532–533.
391. Richter F., Pepperhoff W. Die Gitterkonstante geordneter und ungeordneter Eisen-Silizium-Legirungen // Arch. Eisenhuttenw. 1974. Bd. 45, N 2, S. 107–109.
392. Rokveldt M.Th., Van Schraik F.J. Static and dynamic neutron depolarization studies of ferromagnetic domain structures // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50, N 3, P. 2122–2127.
393. Routbort J.L., Reid C.N., Fischer E.S., Dever D.J. High-temperature elastic constants on the phase stability of silicon-iron // Acta met. 1971. Vol. 19, N 12, P. 1307–1316.
394. Sato T., Kuroki K., Tanaka O. Approaches to the lowest core loss in grain-oriented 3% silicon steel with high permeability // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14, N 5, P. 350–352.
395. Sato Y., Sato T., Okazaki Y. Production and properties of meltspun Fe – 6.5 wt% Si ribbons // Mater. Sci. and Eng. 1988. Vol. 99, pt 3, P. 73–76.
396. Schaik F.J. van, Rekveldt M.Th., Loef J.J. van. Domain wall bowing in a Fe–Si picture frame crystal measured by time dependent neutron depolarization // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14, N 5, P. 767–769.
397. Schlatte G., Pitsch W. Ordnungsumwandlungen in KRZ Eisen-Silizium-Legirungen. 5. Elektronenmikroskopische Beobachtungen // Ztschr. Metallk. 1975. Bd. 66, N 11, S. 660–668.
398. Schlatte G., Pitsch W. Ordering reactions in BCC iron-silicon solid solutions. 6. Comparison between theory and experiment // Ibid. 1976. Bd. 67, N 7, S. 462–466.
399. Schreiber F. Grundzuge der Néelschen Theorie der magnetischen Fremdatom-Nachwirkungen // Ztschr. angew. Phys. 1957. Bd. 9, N 4, S. 203–212.
400. Schwellinger P., Leamy H.J., Warlimont H. An assessment of the morphology of two phase microstructures involving coherent superlattice phases. I. On the influence of strain energy upon the orientation and arrangement of plate shaped precipitates in cubic crystals // Acta met. 1971. Vol. 19, N 5, P. 421–424.
401. Sharp M.R., Horner J.T. A theoretical analysis of the frequency dependence of domain wall spacing in a ferromagnetic sheet // J. Phys. D. Appl. Phys. 1973. Vol. 6, N 15, P. 1835–1842.
402. Sharp M.R., Eng O., Phillips R., Overshoot K.J. Dependence of loss on domain wall spacing in polycrystalline material // Proc. IEE. 1973. Vol. 120, N 7, P. 822–824.
403. Sharp M.R., Overshoot K.J. Losses in silicon iron // IEEE Trans. Magn. 1974. Vol. 10, N 2, P. 113–115.
404. Seagle D.J., Charap S.H. Frequency dependent hysteresis loss in SiFe // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53, N 11, pt 2, P. 8299–8301.
405. Semenovskaya S.V. The application of X-ray diffuse scattering to the calculation of the Fe–Al equilibrium diagram // Phys. status solidi (b). 1974. Vol. 64, N 1, P. 291–303.
406. Semenovskaya S.V., Umidov D.M. Use of X-ray diffuse scattering data for the construction of the Fe–Si equilibrium diagram // Ibid. N 2, P. 627–633.
407. Shilling J.W. Domain structure during magnetization of grain-oriented 3% Si–Fe as a function of applied tensile stress // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42, N 4, P. 1787–1789.
408. Shilling J.W. Domain structures in 3% Si–Fe single crystals with orientation near (110)[001] // IEEE Trans. Magn. 1973. Vol. 9, N 3, P. 351–356.
409. Shilling J.W., Houze G.L. Magnetic properties and domain structure in grain-oriented 3% Si–Fe // Ibid. 1974. Vol. 10, N 2, P. 195–223.
410. Shilling J.W., Morris W.G., Osborn M.L. et al. Orientation dependence of domain wall spacing and losses in 3% Si–Fe single crystals // Ibid. 1978. Vol. 14, N 3, P. 104–111.
411. Shimanaka H., Matoba I., Ichida T. et al. Development of a grain-oriented silicon steel with low magnetostriction // EPS Proc. conf. soft. magn. mater.-2. Cardiff. 1977. P. 269–274.

412. Sievert J.D., Zehler V. Die magnetische Anisotropie von Silizium Eisen // Ztschr. angew. Phys. 1971. Bd. 32, N 1. S. 34–37.
413. Sixtus K. Magnetfeldglühung von Eisen-Silizium-Blechen mit 3 bis 9% Silizium // Ibid. 1962. Bd. 14, N 4. S. 241–243.
414. Sixtus K. Anisotropie in Eisen-Silizium-Einkristallen nach Glühen in Magnetfeld // Ibid. 1970. Bd. 28, N 5. S. 270–274.
415. Snoek J.L. Volume mangetostriction of iron and nickel // Physica. 1937. Vol. 4. N 9. P. 853–862.
416. Snoek J.L. Mangetic after effects at higher inductions // Ibid. 1939. Vol. 6. N 8. P. 797–805.
417. Startseva I.E., Shulika V.V., Lukshina V.A. Effect of quenching destabilization of domain structure on magnetic properties of silicon-iron // J. Magn. Mater. 1984. Vol. 41. N 1/3. P. 292–294.
418. Stephan W. Charakteristische Bitter Streifennmuster auf Eisen-Silizium Kristallen mit innere Spannungen // Ann. Phys. 1955. Bd. 15. N 6. S. 337–344.
419. Sun J.N., Haller T.R., Kramer J.J. Observation of magnetic losses in a single crystal of ferromagnetic conductor // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 4. P. 1789–1791.
420. Sun J.N., Kramer J.J. Domain structure and magnetic losses in minor B–H loops of (110) [001] of 3% Si–Fe // AIP Conf. Proc. 1973. N 18. Pt 2. P. 1367–1371.
421. Sun J.N., Kramer J.J. Domain wall drift due to nucleation during cyclic magnetization // IEEE Trans. Magn. 1978. Vol. 14. N 5. P. 776–778.
422. Swann P.R., Granäs L., Lehtinen B. The  $B_2$  and  $DO_3$  ordering reactions in iron-silicon alloys in the vicinity of the Curie temperature // Met. Sci. 1975. Vol. 9. N 2. P. 90–96.
423. Swift W.M., Shilling J.W., Bhate S.K. et al. Eddy current losses in a (110) [001] single crystal of 3% Si–Fe // IEEE Trans. Magn. 1974. Vol. 10. N 3. P. 810–813.
424. Swift W.M., Daniels W.H., Schilling J.W. Effect of surface morphology on losses of (110) [001] oriented silicon-iron // Ibid. 1975. Vol. 11. N 6. P. 1655–1660.
425. Swift W.M. Dependence of losses on stress and orientation silicon-iron // AIP Conf. Proc. 1976. N 29. P. 568–569.
426. Taguchi S., Yamamoto T., Sakakura A. New grain-oriented silicon steel with high permeability "Orient core H–Bi" // IEEE Trans. Magn. 1974. Vol. 10. N 2. P. 123–127.
427. Takaki H., Nakamura J. The magnetostriction constants of silicon steel // J. Phys. Soc. Jap. 1974. Vol. 9. N 5. P. 748–752.
428. Tatsumoto E., Okamoto T. Temperature dependence of the magnetostriction constants in iron and silicon iron // Ibid. 1959. Vol. 14. N 11. P. 1588–1594.
429. Tiersten H.F. Coupled magnetomechanical equations for magnetically saturated insulators // J. Math. Phys. 1964. Vol. 5. N 9. P. 1298–1318.
430. Traubel H. Modern Probleme der Metallphysic. B. etc.: Springer. 1966. Bd. 2. S. 157–475.
431. Umgemach V., Schwink Ch. Bereichsgrosse von Fe-Si-Neel-Kristallen in Abhängigkeit von Magnetfeldbehandlung um Temperatur // J. Magn. and Magn. Mater. 1976. Vol. 2. N 1/3. P. 167–173.
432. Washko S.D., Morris W. Effects of coating on domain wall spacing and core loss in 3% Si–Fe single crystals // Ibid. 1980. Vol. 19. N 1/3. P. 349–352.
433. Washko S.D., Miller R.F. Sheet thickness effect on energy losses in 3% silicon-iron // Ibid. P. 361–364.
434. Wada T., Nozawa T., Iuchi T., Nakamura M. Domain refinement technology for electrical sheets // Nippon Steel Techn. Rep. 1983. N 21. P. 263–274.
435. Warlimont H. Electronenmikroskopische Untersuchung der Gleichgewichte und Umwandlungen der Eisen-Silizium-Phasen // Ztschr. Metallk. 1968. Bd. 59. N 8. S. 595–605.
436. Webster W.L. Magnetostriction in iron crystals // Proc. Roy. Soc. London A. 1925. Vol. 109. N 752. P. 570–584.
437. Weiss P. Hypothesis of the molecular field and ferromagnetic properties // J. Phys. 1907. Vol. 6. P. 661–690.
438. Westerstrand B., Nordblad P., Nordbord L. The magnetocrystalline anisotropy constants of iron and iron-silicon alloys // Phys. scr. 1975. Vol. 11. N 6. P. 383–386.
439. Williams H.J., Bozorth R.M., Shockley W. Magnetic domain patterns on single crystals of silicon-iron // Phys. Rev. 1949. Vol. 75. N 1. P. 155–178. То же на рус. яз.: Физика ферромагнитных областей / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С. 133–179.

440. Williams H.J., Shockley W. A simple domain structure in an iron crystals showing a direct correlation with the magnetization // Ibid. P. 178–183. То же на рус. яз.: Физика ферромагнитных областей / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С. 180–187.

441. Williams H.J., Shockley W., Kittel C. Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary // Ibid. 1950. Vol. 80, N 6. P. 1090–1094. То же на рус. яз.: Ферромагнитный резонанс / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1952. С. 322–330.

442. Williams H.J. Magnetic properties of single crystals of Fe–Si // Ibid. 1937. Vol. 52. P. 747–751. 1004–1005.

443. Williams G.M., Pavlovic A.S. The magnetostriction behaviour of iron single crystals // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, N 2. P. 571–572.

444. Wilson A.J.C. Hysteresis and eddy losses in single crystals of alloy of iron and silicon // Proc. Phys. Soc. 1946. Vol. 58, N 325. P. 21–29.

445. Yabumoto M., Kobayashi H., Nozawa T. et al. Heatproof domain refining method using chemically etched pits on the surface on grain-oriented 3% Si–Fe // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. 23, N 5. P. 3062–3064.

446. Yamamoto M., Iwata T. Ferromagnetic domain patterns of nickel crystals. 1. Domain patterns on magnetically important surfaces of unmagnetized crystals // Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. A. 1953. Vol. 5, N 5. P. 433–459. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 232–267.

447. Yamamoto M., Taniguchi S., Aoyagi K. Domain structure as effected by the uniaxial ferromagnetic anisotropy induced in cubic solid solutions // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. N 5. P. 1295–1297. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 331–335.

448. Yamamoto T., Nozawa T. Effects of tensile stress on total loss of single crystals of 3% silicon-iron // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41, N 7. P. 2981–2984.

449. Yamamoto T., Taguchi S., Sakakura A. et al. Magnetic properties of grain-oriented silicon steel with high permeability orientcore Hi–B // IEEE Trans. Magn. 1972. Vol. 8, N 3. P. 667–681.

450. Yamashiro Y., Yoshida Y., Teshima N. et al. Thickness dependence of magnetic properties in rapidly quenched 6.5 percent silicon iron thin ribbons // Ibid. 1982. Vol. 18. N 6. P. 1421–1423.

451. Ying C.F., Levy S.L., Truell R. Complicated domain patterns on iron-silicon single crystals // J. Appl. Phys. 1952. Vol. 23, N 12. P. 1339–1345. То же на рус. яз.: Магнитная структура ферромагнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 154–164.

452. Zaikova V.A., Sokolov B.K. Some possibilities of domain structure regulation and power loss reduction in grain oriented 3% Si–Fe // J. Magn. and Magn. Mater. 1980. Vol. 19, N 1/3. P. 345–348.

453. Zidek A., Sasko J., Cerny K. Zlepšení magnetických vlastností transformátorových plechů rovnacím zihaním // Hutn. listy. 1973. Sv. 28, N 5. S. 345–348.

454. Rekveldt M.Th., Van Schraik F.J. Static and dynamic neutron depolarization studies of ferromagnetic domain structures // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50, N 3. P. 2122–2127.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
Г л а в а 1. Некоторые физические свойства железокремнистых сплавов . . . . .	6
Г л а в а 2. Основные типы взаимодействия, ответственные за магнитные свойства ферромагнетиков . . . . .	20
Г л а в а 3. Магнитострикция и магнитоупругое взаимодействие . . . . .	35
Г л а в а 4. Наведенная магнитная анизотропия . . . . .	52
Г л а в а 5. Физические основы образования доменных структур . . . . .	61
Г л а в а 6. Доменная структура размагниченных магнитотрехосных ферромагнитных кристаллов . . . . .	70
Г л а в а 7. Поведение доменной структуры в квазистатически изменяющихся магнитных полях . . . . .	86
Г л а в а 8. Магнитные свойства (110) [001]-пластин кремнистого железа, связанные с их доменной структурой . . . . .	108
Г л а в а 9. Электромагнитные потери . . . . .	121
Г л а в а 10. Влияние доменной структуры на вихревоковые потери в железокремнистых сплавах . . . . .	133
Г л а в а 11. Доменная структура (Fe—Si)-кристаллов в переменных магнитных полях . . . . .	150
Г л а в а 12. Влияние динамического поведения доменной структуры на магнитные потери . . . . .	163
Г л а в а 13. Влияние растяжения кристаллов кремнистого железа на их доменную структуру . . . . .	193
Г л а в а 14. Влияние растяжения на магнитные свойства кристаллов кремнистого железа . . . . .	207
Г л а в а 15. Влияние диффузионной индуцированной анизотропии на доменную структуру и магнитные свойства кремнистого железа . . . . .	222

Научное издание

Зайкова Валентина Александровна  
Старцева Инна Ермоловна  
Филиппов Борис Николаевич

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА  
И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА  
ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ СТАЛЕЙ

*Утверждено к печати  
Институтом физики металлов  
Уральского отделения РАН*

Редактор Н.В. Березникова  
Художник А.Г. Кобрин  
Художественный редактор В.Ю. Яковлев  
Технический редактор Н.М. Бурова  
Корректор Л.А. Агеева

Набор выполнен в издательстве  
на наборно-печатывающих автоматах

ИБ № 49245

Подписано к печати 12.03.92  
Формат 60x90 1/16. Бумага офсетная  
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная  
Усл.печ. л. 17,0. Усл.кр.-отт. 17,3. Уч.-изд.л. 20,0  
Тираж 330 экз. Тип. зак. 2700

Ордена Трудового Красного Знамени  
издательство "Наука"  
117864 ГСП-7, Москва В-485  
Профсоюзная ул., д. 90

2-я типография издательства "Наука"  
121099, Москва Г-99, Шубинский пер., 6