

Рис. 10.15. Магнитная структура антиферромагнетика  $MnO$ . Показаны только ионы  $Mn^{2+}$ . Ионы кислорода  $O^{2-}$  здесь не изображены

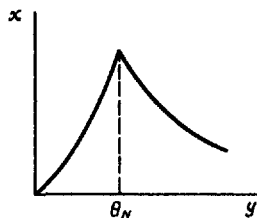


Рис. 10.16. Зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика от температуры

подрешетки становится равной нулю и антиферромагнетик переходит в парамагнитное состояние.

Зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика от температуры имеет вид, изображенный на рис. 10.16. При  $T > \theta_N$  восприимчивость описывается законом Кюри—Вейсса:

$$\chi = \frac{C}{T + \theta_N} \quad (10.50)$$

В заключение отметим, что обменное взаимодействие в антиферро- и ферромагнетиках является косвенным. В обменном взаимодействии принимают участие электроны магнитно нейтральных ионов кислорода, серы и т. п., расположенных между «магнитными» ионами.

## 10.10. ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ДОМНЫ

Выше нами было установлено, что в ферромагнетике при  $T < \theta$  все спиновые моменты атомов с недостроенными  $d$ - или  $f$ -оболочками ориентируются параллельно друг другу. В результате этого намагниченность макроскопического образца должна быть близка к намагниченности насыщения. Опыт показывает, однако, что намагниченность случайно взятого куска ферромагнетика часто оказывается равной нулю. При помещении этого образца в магнитное поле результирующий магнитный момент возрастает и в достаточно слабых полях достигает насыщения.

Первое качественное объяснение такого поведения ферро-

магнетиков было дано в 1910 г. П. Вейссом на основе высказанной им гипотезы о существовании в ферромагнетике *областей спонтанной намагниченности — доменов*. Теоретическое обоснование гипотезы Вейсса было дано Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем.

Вейсс предположил, что макроскопический образец ферромагнетика разбивается на множество доменов, каждый из которых намагничен до насыщения, но намагниченности отдельных доменов ориентированы различным образом. Намагниченность тела как целого представляет собой векторную сумму намагниченностей отдельных доменов. На рис. 10.17 изображены доменные структуры, соответствующие нулевой результирующей намагниченности.

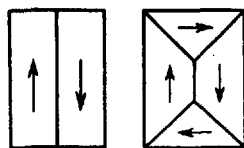


Рис. 10.17. Ферромагнитный образец с нулевой результирующей намагниченностью

Прямое экспериментальное доказательство существования доменов было получено много лет спустя. В 1931 г. Н. С. Акулов и независимо от него Ф. Биттер предложили метод наблюдения границ доменов. Метод Акулова — Биттера заключается в следующем. На отполированную поверхность ферромагнитного образца наносят коллоидный раствор мелкого ферромагнитного порошка и под микроскопом наблюдают образующиеся фигуры. Частички ферромагнитного порошка концентрируются вдоль линий, представляющих собой границы доменов. В настоящее время для наблюдения доменной структуры используют также методы, основанные на эффектах Фарадея (вращение плоскости поляризации света при прохождении через ферромагнитный образец) и Керра (вращение плоскости поляризации света при отражении от намагниченного образца).

Заметим, что разбиение ферромагнетика на домены аналогично рассмотренному в гл. 9 разбиению на домены сегнетоэлектрика. Домены образуются также в антиферромагнетиках, антисегнетоэлектриках и сверхпроводниках.

Намагничение ферромагнитного образца, имеющего нулевой результирующий магнитный момент при  $\vec{H}=0$ , происходит за счет изменения формы и ориентации доменов (рис. 10.18). В слабых полях наблюдается увеличение объема «выгодно» расположенных относительно внешнего поля доменов, за счет доменов с «невыгодной» ориентацией, т. е. имеет место *процесс смещения границ доменов*. Процесс намагничения в слабых полях *обратим*. Если внешнее поле снять, то домены восстановят исходную форму и размеры. Увеличение поля приводит к тому, что рост выгодно ориентированных доменов осуществляется тоже за счет *необратимых процессов*. Обратимому смещению границ доменов могут, например, препятствовать дефекты крис-

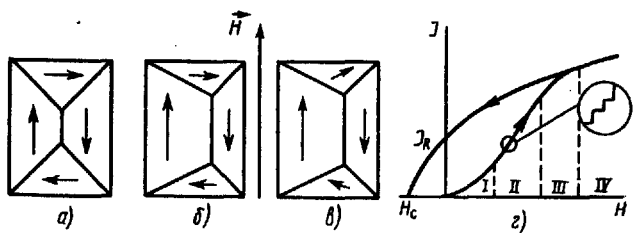


Рис. 10.18. Процесс намагничения ферромагнетика: а —  $H=0$ ; б — смещение границ доменов; в — процесс вращения, г — кривая намагничения (I — обратимое смещение границ, II — необратимое смещение, III — процессы вращения, IV — парапроцессы)

таллической структуры. Чтобы преодолеть их воздействие, граница домена должна получить от внешнего поля достаточно большую энергию. Если снять намагничивающее поле, то дефекты помешают границам доменов вернуться в исходное положение. Процессы необратимого смещения границ доменов обуславливают эффект Баркгаузена, заключающийся в том, что при плавном увеличении напряженности поля значение  $\vec{J}$  возрастает в ферромагнетике не плавно, а скачкообразно (рис. 10.18, г).

В области высоких полей намагничение осуществляется за счет поворота намагниченностей доменов по направлению поля. При этом постепенно намагниченность выходит на так называемое техническое насыщение (участок III). После достижения технического насыщения наблюдается очень медленное возрастание намагниченности. Оно обусловлено тем, что при  $T \neq 0$  К не все спины внутри доменов ориентированы строго параллельно. В сильных полях достигается параллельная ориентация магнитных моментов. Этот процесс получил название парапроцесса.

Теория процессов смещения была разработана в 1938 г. Е. И. Кондорским, а теория процессов вращения Н. С. Акуловым.

Предположим, что образец намагничен до насыщения. Попробуем размагнитить его, уменьшая постепенно внешнее поле до нуля. Изменение намагниченности не будет теперь описываться кривой, которая наблюдалась при намагничении образца (рис. 10.18, г). Из-за того, что произошло необратимое смещение границ доменов при  $\vec{H}=0$ , сохранится некоторая намагниченность  $J_R$ , получившая название остаточной. Для достижения нулевой намагниченности требуется приложить размагничивающее поле  $\vec{H}_c$ , называемое коэрцитивной силой. Когда

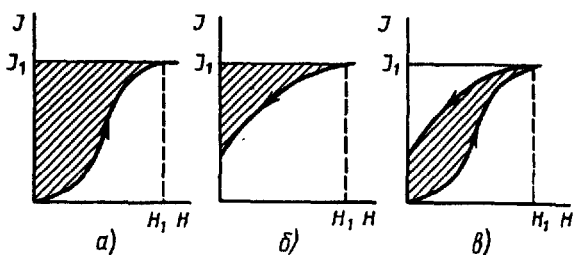


Рис. 10.19. К расчету потерь энергии при перемагничивании ферромагнетика: *а* — энергия, приобретаемая ферромагнетиком при намагничении, *б* — энергия, которая выделяется при размагничивании, *в* — потерянная энергия

поле  $\vec{H}$  достигает больших отрицательных значений, образец намагничивается до насыщения в противоположном направлении. Полный цикл перемагничивания при изменении поля от  $-H$  до  $H$  описывается *петлей гистерезиса*, изображенной на рис. 10.2.

Рис. 10.18, г, на котором изображена часть петли гистерезиса, наглядно показывает, что процесс размагничивания отстает от уменьшающегося поля. Это значит, что энергия, полученная ферромагнетиком при намагничении, не полностью отдается в процессе размагничивания. Часть энергии теряется. Найдем значение потерянной энергии. Пусть при  $\vec{H}=0$  образец был не намагничен (т. е.  $\vec{J}=0$ ). Магнитная энергия, накапливаемая образцом при увеличении поля от  $\vec{H}=0$  до  $\vec{H}=\vec{H}_1$ , определяется выражением

$$E = \int_0^{J_1} \mu_0 H dJ. \quad (10.51)$$

Здесь  $J_1$  — намагниченность, достигаемая при поле  $H_1$ . Полная накопленная энергия пропорциональна площади заштрихованного участка на рис. 10.19, а. При уменьшении поля до нуля кривая  $J(H)$  идет так, как показано на рис. 10.19, б. Выделяющаяся при размагничивании энергия пропорциональна площади, заштрихованной на этом рисунке. Разность этих двух площадей, т. е. площадь, заштрихованная на рис. 10.19, в, пропорциональна энергии, оставшейся в ферромагнетике. Аналогичные рассуждения можно провести и для других участков петли гистерезиса. Таким образом, петля гистерезиса является очень важной характеристикой ферромагнитных материалов, так как она позволяет рассчитать энергетические потери в устройствах, в которых используются эти материалы.

По виду петли гистерезиса все ферромагнитные материалы можно разделить на две большие группы — *магнитомягкие* и *магнитотвердые*. К магнитомягким относят материалы, имеющие низкие значения коэрцитивной силы ( $H_c < 800$  А/м), к магнитотвердым — материалы с большой коэрцитивной силой ( $H_c > 4$  кА/м). Магнитомягкие материалы применяются в основном для изготовления сердечников трансформаторов, магнитотвердые — для изготовления постоянных магнитов.

Обсудим теперь вопрос: почему образуются ферромагнитные домены? Ответ на этот вопрос дали Ландау и Лифшиц. Они показали, что образование доменной структуры является следствием существования в ферромагнитном образце конкурирующих вкладов в полную энергию тела. Полная энергия  $E$  ферромагнетика складывается из: 1) обменной энергии  $E_{ex}$ ; 2) энергии кристаллографической магнитной анизотропии  $E_{\kappa}$ ; 3) энергии магнитострикционной деформации  $E_{\lambda}$ ; 4) упругой энергии  $E_{\sigma}$ ; 5) магнитостатической энергии  $E_0$ ; 6) магнитной энергии  $E_m$ . Таким образом,

$$E = E_{ex} + E_{\kappa} + E_{\lambda} + E_{\sigma} + E_0 + E_m. \quad (10.52)$$

**Обменная энергия.** Она определяется выражением (10.45). Минимуму обменной энергии в ферромагнетике соответствует состояние однородной намагниченности.

**Энергия кристаллографической магнитной анизотропии.** Анализ кривых намагничения ферромагнитных монокристаллов показывает, что в ферромагнитном монокристалле существуют *направления (или оси) легкого и трудного намагничения*. Так, например, направление  $[100]$  в кубических кристаллах железа является осью легкого намагничения, а  $[111]$  — осью трудного намагничения (рис. 10.20).

Физическую природу магнитной анизотропии впервые установил Н. С. Акулов. В ферромагнитном кристалле имеются взаимодействия, которые ориентируют намагниченности вдоль определенных кристаллографических направлений (осей легкого намагничения). К этому приводит перекрытие электронных орбит: спиновые моменты взаимодействуют с орбитальными из-за наличия спин-орбитальной связи, а орбитальные моменты, в свою очередь, взаимодействуют с кристаллической решеткой за счет существующих в ней электростатических полей и перекрытия волновых функций соседних атомов.

**Энергия магнитострикционной деформации.** Магнитострикция — это изменение размеров тела при намагничении. Например, никель при намагничении до насыщения сжимается в направлении намагничения и увеличивается в размерах в поперечном направлении. Железо, наоборот, в слабых полях удлиняется в направлении намагничения. Величина  $\frac{\Delta l}{l} = \lambda_s$  по-

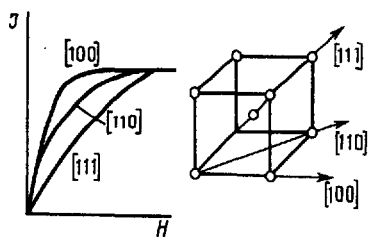


Рис. 10.20 Примерный вид кривых намагничения монокристалла железа в различных направлениях

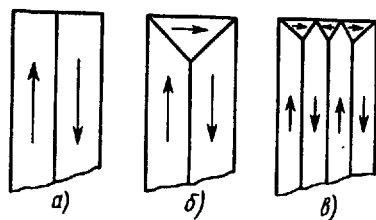


Рис. 10.21. Доменная структура ферромагнетика

лучила название *константы магнитострикции* (здесь  $\Delta l$  — изменение длины образца при намагничении до насыщения,  $l$  — его исходная длина). Энергия магнитострикционной деформации

$$E_{\lambda} = E_J \lambda_s^2 / 2, \quad (10.53)$$

где  $E_J$  — модуль Юнга. Магнитострикционный эффект является обратимым. Это означает, что если размеры ферромагнитного образца изменяются при намагничении, то при изменении размеров под действием упругих напряжений изменяется его намагниченность.

Рассмотрим в качестве примера влияние магнитострикционных эффектов на доменную структуру железа. Домены в железе намагничены до насыщения вдоль направлений типа  $[100]$ . Вследствие магнитострикции они несколько удлинены в направлении намагниченности. Пусть это направление совпадает с осью  $[100]$ . Тогда домены несколько сжаты в поперечных направлениях  $[010]$  и  $[001]$ . Два соседних домена с противоположными векторами намагниченности ( $[100]$  и  $[\bar{1}00]$ ) не обладают упругой энергией, так как у них  $\lambda_s$  одинаковы (рис. 10.21, а). Энергия ферромагнитного образца, изображенного на рис. 10.21, а, понижается при образовании домена в форме трехгранной призмы, замыкающего магнитный поток (рис. 10.21, б). Замыкающий домен намагничен в направлении, перпендикулярном намагниченности первых двух доменов, т. е. по оси  $[010]$ . Поэтому он стремится удлиниться в направлении  $[010]$ . Таким образом, в замыкающем домене сосредоточивается некоторый запас магнитоупругой энергии. Эта энергия пропорциональна объему замыкающего домена. На рис. 10.21, в показана доменная структура, в которой за счет уменьшения объема замыкающих доменов и образования новых плоских доменов магнитоупругая энергия уменьшена. Однако

данная структура обладает большой энергией доменных границ. Если остальные факторы не оказывают существенного влияния, то образуется такое число доменов, при котором достигается минимум суммы этих двух энергий.

**Магнитостатическая энергия.** Она определяется выражением

$$E_0 = \frac{\mu_0 N_p J^2}{2}, \quad (10.54)$$

где  $N_p$  — величина, называемая *размагничивающим фактором*. Появление энергии  $E_0$  связано с тем, что при наличии свободных полюсов возникает размагничивающее поле. Магнитостатическая энергия уменьшается, если образец разбивается на антипараллельные намагниченные домены. Значение  $E_0$  может быть уменьшено практически до нуля при образовании доменов, замыкающих магнитные потоки внутри ферромагнитного вещества.

**Магнитная энергия.** Эта энергия ферромагнетика во внешнем магнитном поле  $\vec{H}$ :

$$E_m = -\mu_0 (\vec{J} \cdot \vec{H}). \quad (10.55)$$

Минимуму полной энергии ферромагнетика (10.52) соответствует не насыщенная конфигурация, а некоторая доменная структура.

Домены отделены друг от друга границами, в которых осуществляется изменение ориентации спинов. Структура границы, называемой также *стенкой Блоха*, играет важную роль в процессах намагничивания. Полный переворот спинов от направления в одном домене к направлению в соседнем домене не может осуществляться скачком в одной плоскости (рис. 10.22, а). Образование такой резкой границы привело бы к очень большому проигрышу в обменной энергии. Если же поворот спинов происходит постепенно и захватывает много атомных плоскостей (рис. 10.22, б), то проигрыш в обменной энергии меньше.

Пусть переворот спина распределен между  $n$  плоскостями. Тогда при переходе через доменную границу направления соседних спинов отличаются на угол  $\frac{\pi}{n}$ . Согласно (10.45), обменная энергия двух соседних спинов имеет не минимальное значение  $-A S^2$ , а равна  $-A S^2 \cos\left(\frac{\pi}{n}\right)$ . Так как полный переворот спина на  $180^\circ$  осуществляется за  $n$  шагов, то на это потребуется затрата энергии

$$\Delta E_{ex} = n \left[ -A S^2 \cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - (-A S^2) \right]. \quad (10.56)$$

При достаточно больших  $n$  имеем  $\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) \approx 1 - \frac{\pi^2}{2n^2}$ . Тогда

$$\Delta E_{\text{ex}} \approx \frac{\pi^2}{2n} A S^2. \quad (10.57)$$

Это значение в  $\frac{2n}{\pi^2}$  раз меньше, чем проигрыш в энергии при скачкообразном (как на рис. 10.22, а), перевороте спинов. Толщина стенки Блоха увеличивалась бы беспрестанно, если бы не магнитная анизотропия, препятствующая этому. Спины в доменной границе ориентированы в подавляющем большинстве не вдоль осей легкого намагничивания. Поэтому доля энергии анизотропии, связанная со стенкой Блоха, увеличивается примерно пропорционально ее толщине. Баланс между обменной энергией и энергией анизотропии определяет толщину доменной стенки. В железе эта толщина составляет примерно 300 постоянных решеток.

В последнее время в связи с микроминиатюризацией радиоэлектронной аппаратуры проявляется большой интерес к изучению и использованию для обработки информации специфических доменных структур — *полосовых, цилиндрических доменов (ЦМД)* и ряда других. Долгое время микроминиатюризация магнитных элементов и устройств значительно отставала от микроминиатюризации полупроводниковых устройств. Однако в последние годы здесь достигнуты большие успехи. Они связаны с возможностью использования единичного магнитного домена в качестве элементарного носителя информации. Обычно таким носителем информации является ЦМД. Он формируется при определенных условиях в монокристаллических пластинках или пленках некоторых ферритов.

Доменная структура тонких ферромагнитных пленок весьма специфична. Характер доменов и границ между ними существенно зависит от толщины пленки. При малой толщине из-за того, что размагничивающий фактор в плоскости пленки на много порядков меньше, чем в направлении нормали к ней, намагниченность располагается параллельно плоскости

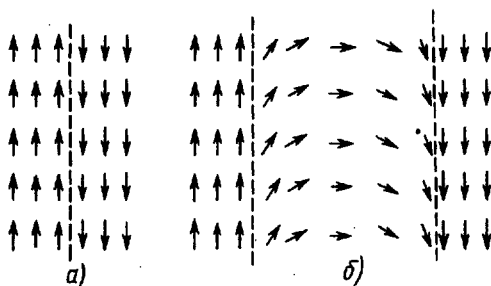


Рис. 10.22. Изменение направления спинов на границе доменов (а) (в стенке Блоха). Проигрыш в обменной энергии меньше для границы, охватывающей много атомных плоскостей (б)



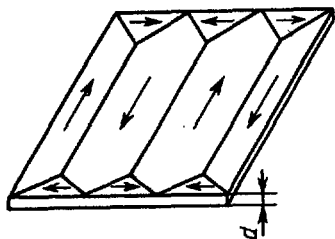


Рис. 10.23. Домены в тонкой ферромагнитной пленке

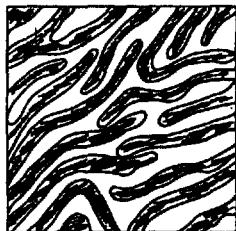


Рис. 10.24. Доменная структура в «закритической» пленке. Заштрихованные и светлые полосовые домены намагничены в противоположных (по нормали к пленке) направлениях

пленки. В этом случае образования доменов с противоположными направлениями намагничивания по толщине пленки не происходит. Доменная структура в этом случае может быть подобна изображенной на рис. 10.23. В пленках, толщина которых больше некоторой критической  $d_{кр}$ , возможно образование доменов полосовой конфигурации. Пленка разбивается на длинные узкие домены шириной от долей микрометра до нескольких микрометров, причем соседние домены намагничены в противоположных направлениях вдоль нормали к поверхности (рис. 10.24). Такие магнитные пленки получили название «закритических». Толщина  $d_{кр}$  находится в пределах 0,3—10 мкм.

Приложение внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости пленки с полосовыми доменами, приводит к изменению размеров и формы доменов. При увеличении поля происходит уменьшение длины полосовых доменов, а затем наименьший домен превращается в цилиндрический. В некотором интервале значений внешнего магнитного поля в пленке могут существовать как полосовые домены, так и ЦМД. Дальнейшее увеличение поля приводит к тому, что ЦМД уменьшается в диаметре, а оставшиеся полосовые домены превращаются в цилиндрические. ЦМД могут исчезнуть (*коллапсировать*) при достижении некоторого значения поля и, таким образом, вся пленка намагнитится однородно. Впервые ЦМД наблюдались в пленках ортоферритов — веществах, имеющих химическую формулу  $RFeO_3$ , где R — редкоземельный элемент.

ЦМД могут быть использованы для создания запоминающих и логических устройств. При этом наличие домена в данной точке пленки соответствует значению «1», а отсутствие — значению «0». Для хранения и передачи информации с помощью ЦМД нужно уметь формировать домены, хранить их, перемещать в заданную точку, фиксировать их присутствие

или отсутствие (т. е. считать информацию), а также разрушать ненужные ЦМД. Исследования и разработки в данном направлении дают основание считать, что устройства с ЦМД будут служить основной элементной базой ЭВМ новых поколений.

## 10.11. МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

*Магнитный резонанс* — это избирательное (резонансное) поглощение энергии переменного электромагнитного поля электронной или ядерной подсистемами вещества, находящегося в постоянном магнитном поле. Поглощение связано с квантовыми переходами между дискретными энергетическими уровнями, возникающими в этих подсистемах под действием постоянного магнитного поля. Ниже мы кратко рассмотрим два типа магнитных резонансов — *электронный парамагнитный резонанс* (ЭПР) и *ядерный магнитный резонанс* (ЯМР).

**Электронный парамагнитный резонанс.** Его наблюдают во всех веществах, в которых имеются неспаренные (нескомпенсированные) электроны. Для выяснения физической природы ЭПР рассмотрим изолированный атом (или ион), обладающий результирующим магнитным моментом. При наложении на

атом с полным моментом импульса  $\vec{j}$  внешнего магнитного поля  $H_0$  происходит квантование магнитного момента атома. Каждый уровень с определенным квантовым числом  $j$  расщепляется на  $2j+1$  подуровня с разными значениями магнитного квантового числа  $m_j$  (*зеemanовское расщепление*):

$$E_m = g \mu_B \mu_0 H_0 m_j. \quad (10.58)$$

Здесь  $g$  — фактор Ланде;  $-j \leq m_j \leq j$ . В простейшем случае, когда мы имеем дело с чисто спиновым моментом,  $g=2$ . Для орбитального момента  $g=1$ .

Расстояние между эквидистантными подуровнями

$$\Delta E_m = g \mu_B \mu_0 H_0. \quad (10.59)$$

Под действие переменного магнитного поля частоты  $\nu$  между подуровнями возможны квантовые переходы. Правила отбора для магнитного квантового числа ( $\Delta m_j = \pm 1$ ) допускают переходы только между соседними подуровнями. Таким образом,

$$h \nu = \Delta E_m = g \mu_B \mu_0 H_0. \quad (10.60)$$

Если частота  $\nu$  такова, что условие (10.60) выполняется, наблюдается интенсивное поглощение энергии электромагнитного поля. Формула (10.60) представляет собой условие элементарного магнитного резонанса атома (или иона). Из (10.60) сле-