

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ И ИХ СВОЙСТВА

6.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МАГНЕТИЗМЕ

Любое вещество, помещенное в магнитное поле, приобретает магнитный момент M . Магнитный момент единицы объема вещества называют *намагниченностью* J_m :

$$J_m = M/V. \quad (6.1)$$

При неравномерном намагничивании тела

$$J_m = dM/dV. \quad (6.2)$$

Намагниченность является векторной величиной; в изотропных телах она направлена либо параллельно, либо антипараллельно напряженности магнитного поля H . Намагниченность связана с напряженностью магнитного поля отношением

$$J_m = k_m H, \quad (6.3)$$

где k_m – безразмерная величина, характеризующая способность данного вещества намагничиваться в магнитном поле и называемая *магнитной восприимчивостью*. Магнитная восприимчивость численно равна намагниченности при единичной напряженности поля.

Намагниченное тело, находящееся во внешнем поле, создает собственное магнитное поле, которое в изотропных материалах направлено параллельно или антипараллельно внешнему полю. Поэтому суммарная магнитная индукция в веществе определяется алгебраической суммой индукции внешнего (B_0) и собственного (B_i) полей:

$$B = B_0 + B_i = \mu_0 H + \mu_0 J_m = \mu_0 H(1 + k_m) = \mu_0 \mu H, \quad (6.4)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, $\mu = 1 + k_m$ – *относительная магнитная проницаемость*, показывающая во сколько раз магнитная индукция B поля в данной среде больше, чем магнитная индукция B_0 в вакууме.

Первопричиной магнитных свойств вещества являются внутренние скрытые формы движения электрических зарядов, представляющие собой элементарные круговые токи, обладающие магнитными моментами. Такими токами являются электронные спины и орбитальное вращение электронов в атомах. Магнитные моменты протонов и нейтронов приблизительно в тысячу раз меньше магнитного момента электрона. Поэтому магнитные свойства атома определяются целиком магнитными свойствами электронов, а магнитным моментом ядра можно пренебречь.

6.2. КЛАССИФИКАЦИЯ ВЕЩЕСТВ ПО МАГНИТНЫМ СВОЙСТВАМ

По реакции на внешнее магнитное поле и характеру внутреннего магнитного упорядочения все вещества в природе подразделяют на пять групп: диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики. Перечисленным видам магнетиков соответствуют пять разных типов магнитного состояния вещества: диамагнетизм, парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм.

6.2.1. Диамагнетики.

К диамагнетикам относят вещества, у которых магнитная восприимчивость отрицательна и не зависит от напряженности внешнего магнитного поля.

Диамагнетизм обусловлен небольшим изменением угловой скорости орбитального вращения электронов при внесении атома в магнитное поле. Диамагнитный эффект является проявлением закона электромагнитной индукции на атомном уровне. Электронную орбиту можно рассматривать как замкнутый контур, не обладающий активным сопротивлением. Под действием внешнего поля в контуре изменяется сила тока и возникает дополнительный магнитный момент. Согласно закону Ленца, этот момент направлен навстречу внешнему полю.

Если плоскость электронной орбиты расположена не перпендикулярно H , то внешнее магнитное поле вызывает прецессионное движение орбиты вокруг направления H (рисунок 6.1). При этом вектор орбитального магнитного момента (M_{orb}) описывает конус. Угловая скорость прецессии определяет значение отрицательного магнитного момента ΔM .

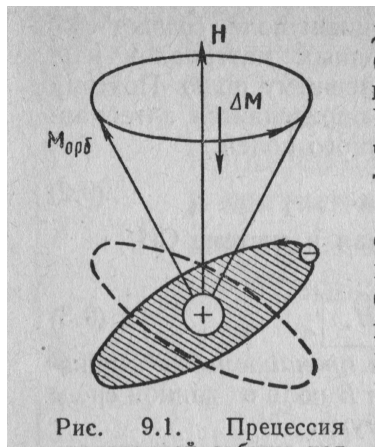


Рис. 9.1. Прецессия

Рисунок 6.1 – Прецессия электронной орбиты под действием магнитного поля.

Диамагнитный эффект является универсальным, присущим всем веществам. Однако в большинстве случаев он, маскируется более сильными магнитными эффектами. Диамагнетизм электронных оболочек выступает на первый план, когда собственный магнитный момент атомов равен нулю (т. е. спиновые магнитные моменты попарно скомпенсированы).

Диамагнетиками являются инертные газы, водород, азот, многие жидкости (вода, нефть и ее производные), ряд металлов (медь, серебро, золото, цинк, ртуть, галлий и др.), большинство полупроводников (кремний, германий) и органических соединений, щелочно-галогидные кристаллы, неорганические стекла и др. Диамагнетиками являются все вещества с ковалентной химической связью и вещества в сверхпроводящем состоянии.

Численное значение магнитной восприимчивости диамагнетиков составляет $10^{-6} - 10^{-7}$. Поскольку диамагнетики намагничиваются против направления поля, для них выполняется неравенство $\mu < 1$. Однако относительная магнитная проницаемость незначительно отличается от единицы (за исключением сверхпроводников). Магнитная восприимчивость диамагнетиков незначительно изменяется с температурой. Это объясняется тем, что диамагнитный эффект обусловлен внутриатомными процессами, на которые тепловое движение частиц не оказывает влияния.

Внешним проявлением диамагнетизма является выталкивание диамагнетиков из неоднородного магнитного поля,

6.2.2. Парамагнетики.

К парамагнетикам относят вещества с положительной магнитной восприимчивостью, не зависящей от напряженности внешнего магнитного поля. В парамагнетиках атомы обладают элементарным магнитным моментом даже в отсутствие внешнего поля, однако из-за теплового движения эти магнитные моменты распределены хаотично так, что намагниченность вещества в целом равна нулю. Внешнее магнитное поле вызывает преимущественную ориентацию магнитных моментов атомов в одном направлении.

Тепловая энергия противодействует созданию магнитной упорядоченности. Поэтому парамагнитная восприимчивость зависит от температуры. Для большинства твердых парамагнетиков температурное изменение магнитной восприимчивости подчиняется закону Кюри–Вейсса:

$$k_m = C/(T-\theta), \quad (6.5)$$

где C и θ – постоянные величины для данного вещества.

При комнатной температуре магнитная восприимчивость парамагнетиков равна $10^{-3} - 10^{-6}$. Поэтому их магнитная проницаемость незначительно отличается от единицы. Благодаря положительной намагниченности парамагнетики, помещенные в неоднородное магнитное поле, втягиваются в него. В сильных полях и при низких температурах в парамагнетиках наступает состояние магнитного насыщения, при котором все элементарные магнитные моменты ориентируются параллельно H .

К парамагнетикам относят кислород, оксид азота, щелочные и щелочноземельные металлы, некоторые переходные металлы, соли железа, кобальта, никеля и редкоземельных элементов.

Парамагнитный эффект по физической природе аналогичен дипольно-релаксационной поляризации диэлектриков.

6.2.3. Ферромагнетики.

К ферромагнетикам относят вещества с большой положительной магнитной восприимчивостью (до 10^6), которая зависит от напряженности магнитного поля и температуры. Ферромагнетикам присуща внутренняя магнитная упорядоченность, выражающаяся в существовании макроскопических областей с параллельно ориентированными магнитными моментами атомов. Важнейшая особенность ферромагнетиков заключается в их способности намагничиваться до насыщения в относительно слабых магнитных полях.

6.2.4. Антиферромагнетики.

Антиферромагнетиками являются вещества, в которых ниже некоторой температуры спонтанно

возникает антипараллельная ориентация элементарных магнитных моментов одинаковых атомов или ионов кристаллической решетки. Для антиферромагнетиков характерна небольшая положительная магнитная восприимчивость $10^{-3} - 10^{-5}$, которая значительно зависит от температуры. При нагревании антиферромагнетик испытывает фазовый переход в парамагнитное состояние. Температура перехода, при которой исчезает магнитная упорядоченность, получила название *точки Нееля* (или антиферромагнитной точки Кюри).

Антиферромагнетизм обнаружен у хрома, марганца и ряда редкоземельных элементов (Ce, Nd, Sm, Tm и др.). Типичными антиферро-магнетиками являются простейшие химические соединения на основе металлов переходной группы типа оксидов, галогенидов, сульфидов, карбонатов и т. п.

6.2.5. Ферромагнетики.

К ферромагнетикам относят вещества, магнитные свойства которых обусловлены нескомпенсированным антиферромагнетизмом. Подобно ферромагнетикам они обладают высокой магнитной восприимчивостью, которая существенно зависит от напряженности магнитного поля и температуры.

Свойствами ферромагнетиков обладают некоторые металлические сплавы, но, главным образом, – оксидные соединения, среди которых наибольший практический интерес представляют ферриты.

Диа-, пара- и антиферромагнетики можно объединить в группу *слабомагнитных веществ*, тогда как ферро- и ферромагнетики представляют *сильномагнитные материалы*.

6.3. ПРИРОДА ФЕРРОМАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ

Экспериментально показано, что особые свойства ферромагнетиков обусловлены их доменным строением. Домены представляют собой макроскопические области, намагниченные практически до насыщения даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Спонтанная намагниченность доменов обусловлена параллельной ориентацией магнитных моментов атомов. Как правило, отличным от нуля магнитным моментом обладают те атомы и ионы, которые имеют нескомпенсированные спины (например, атомы железа на внутренней $3d$ -оболочке имеют четыре нескомпенсированных спина). Объяснение причин спонтанной намагниченности ферромагнетиков сводится к рассмотрению природы сил, вызывающих спиновую магнитную упорядоченность.

Известны два вида сил, играющих существенную роль, в атомных явлениях – магнитные и электрические. Между спиновыми магнитными моментами проявляется обычное магнитное взаимодействие, подобному тому, какое имеет место между близко расположенными магнитными стрелками. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что магнитные силы являются слабыми, чтобы противодействовать тепловому движению при температурах выше нескольких Кельвинов. Следовательно, ферромагнитное состояние возникает за счет электрических сил. Результатом электростатического взаимодействия электронов с ядром является антипараллельная ориентация спиновых магнитных моментов двух электронов, находящихся на одном энергетическом уровне (т. е. принцип Паули). Такая попарная ориентация спинов обеспечивает минимум электростатической энергии атома. Согласно теории ферромагнетизма, предложенной Я. И. Френкелем и В. Гейзенбергом, решающую роль в создании спонтанной намагниченности имеют силы обменного взаимодействия, которые носят чисто квантовый характер, хотя и являются электростатическими по своему происхождению.

На рисунке 6.2 приведена зависимость энергии обменного взаимодействия от степени перекрытия электронных оболочек соседних атомов, характеризуемой отношением a/d , где a – расстояние между атомами, а d – диаметр оболочки, содержащей нескомпенсированные спины. Энергия обменного взаимодействия незначительна, если расстояние между атомами в 3 – 4 раза превышает диаметр электронной оболочки. В этом случае обменные силы не могут противодействовать тепловому движению и вызывать упорядоченное расположение спинов. Соответственно, такие вещества должны проявлять свойства парамагнетиков.

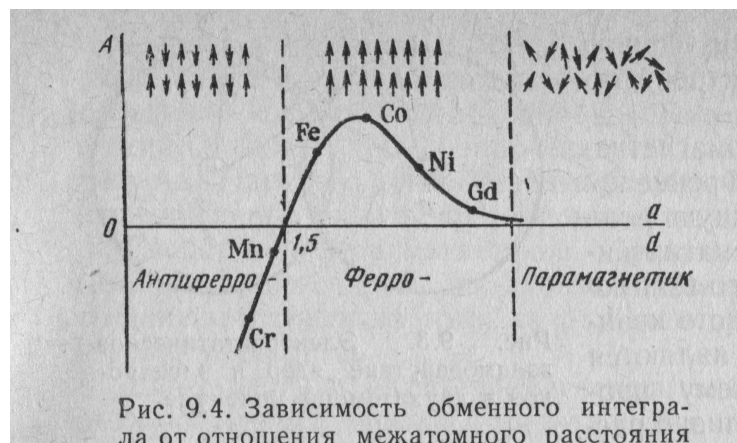


Рис. 9.4. Зависимость обменного интеграла от отношения межатомного расстояния

Рисунок 6.2 – Зависимость энергии обменного взаимодействия от отношения межатомного расстояния a к диаметру d незаполненной электронной оболочки.

При уменьшении расстояния между атомами энергия обменного взаимодействия возрастает, что указывает на усиление обменного взаимодействия, благодаря которому становится возможной параллельная ориентация спинов, характерная для ферромагнетика. При дальнейшем сближении атомов изменяется знак. Это говорит о том, что в случае близкого действия энергетически выгодным является антипараллельное расположение спиновых моментов соседних атомов, т. е. вещества должны быть антиферромагнетиками. На основании изложенного критерий перехода от антиферромагнитного состояния вещества к ферромагнитному состоянию можно представить в виде: $a/d > 1,5$. Из элементарных веществ этому критерию удовлетворяют железо, кобальт, никель, а также шесть редкоземельных элементов: гадолиний, диспрозий, гольмий, эрбий, тербий и тулий. Редкоземельные элементы проявляют ферромагнитные свойства при пониженных температурах. Наряду с этим, ферромагнетиками являются многие сплавы основе магнитных элементов, а также сплавы магнитных элементов с немагнитными. Более того, ферромагнитные свойства обнаружены у некоторых сплавов, состоящих целиком из немагнитных элементов – так называемые сплавы Гейслера (например, Cu_2MnAl).

Геометрия доменной структуры ферромагнетика, т. е. характер разбиения его на домены, определяется из условия минимума свободной энергии системы. Однодоменное состояние энергетически невыгодно, так как в этом случае на концах ферромагнетика возникают магнитные полюса, создающие внешнее магнитное поле, которое обладает определенной потенциальной энергией (рисунок 6.3, а). Однодоменную структуру можно рассматривать как совокупность нескольких магнитов, соприкасающихся одноименными полюсами. Если кристалл состоит из двух доменов с противоположной ориентацией магнитных моментов, то он обладает существенно меньшей магнитостатической энергией (рисунок 6.3, б). Еще более выгодной является структура с боковыми, замыкающими доменами, показанная на рисунке 6.3, в, г. В этом случае магнитный поток замыкается внутри образца, а за его пределами магнитное поле практически равно нулю.

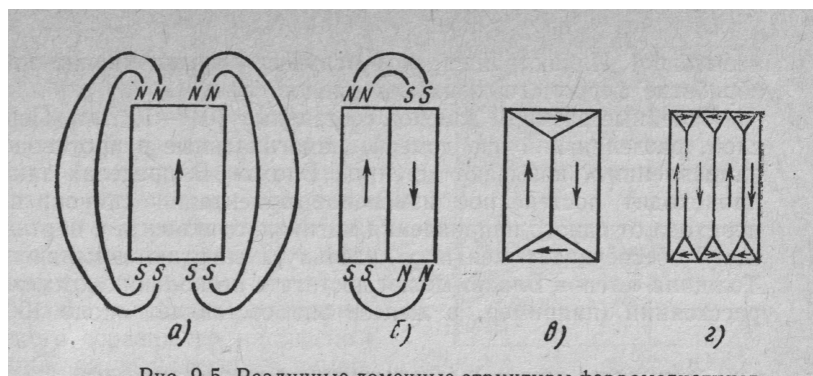


Рис. 6.3. Различные доменные структуры ферромагнетиков

Рисунок 6.3 – Доменные структуры ферромагнетиков.

Деление на домены ограничивается увеличением энергии доменных границ. Для образования доменной границы необходимо совершить работу против обменных сил, которые стремятся вызвать параллельную ориентацию спиновых моментов, и сил магнитной кристаллографической анизотропии. Наиболее устойчивым является такое состояние ферромагнетика, в котором уменьшение магнитостатической энергии вследствие разбиения на домены компенсируется увеличением энергии доменных границ. Кристаллы малых размеров могут состоять из одного домена (образование границы энергетически невыгодно). Иллюстрацией этому служит намагничивание опилок при обработке ферромагнитных материалов.

Линейные размеры доменов составляют $10^{-2} - 10^{-5}$ см. Переходный слой, разделяющий два домена, намагниченные в противоположных направлениях, называют «стенкой Блоха». В пределах такого слоя происходит постепенное изменение ориентации спинов; плавность перехода от одного направления магнитного момента к противоположному направлению обеспечивает меньшую удельную энергию доменных границ. Толщина «стенок Блоха» может достигать нескольких сот межатомных расстояний (например, в железе она составляет около 100 нм).

6.4. НАМАГНИЧИВАНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

6.4.1. Магнитная анизотропия.

В монокристаллах ферромагнитных веществ существуют направления *легкого* и *трудного* намагничивания. Число таких направлений определяется симметрией кристаллической решетки. В отсутствие внешнего поля магнитные моменты доменов самопроизвольно ориентируются вдоль одной из осей легкого намагничивания. Отметим, что анизотропия магнитных свойств не связана с обменным взаимодействием. Обменная энергия не изменяется при одновременном повороте спиновых моментов на любой угол относительно кристаллографических осей.

На рисунке 6.4 показаны направления легкого, среднего и трудного намагничивания в монокристаллах

трех основных ферромагнитных элементов: железа, никеля и кобальта. Элементарная ячейка железа представляет собой объемно-центрированный куб. Направление легкого намагничивания совпадает с ребром куба $[100]$ (рисунок 6.4, а). Следовательно, в монокристалле железа можно выделить шесть эквивалентных направлений легкого намагничивания. Направление пространственной диагонали куба $[111]$ соответствует направлению трудного намагничивания. У никеля, имеющего структуру гранецентрированного куба, диагональ $[111]$, наоборот, является направлением легкого намагничивания (рис. 6.4, б); симметрия решетки определяет восемь таких эквивалентных направлений. В то же время кобальт, кристаллизующийся в гексагональной структуре, имеет лишь два направления легкого намагничивания, совпадающих с осью призмы, т. е. магнитные моменты доменов в отсутствие внешнего поля могут быть ориентированы лишь в двух антипараллельных направлениях. Такие ферромагнетики называют материалами с одноосной магнитной анизотропией.

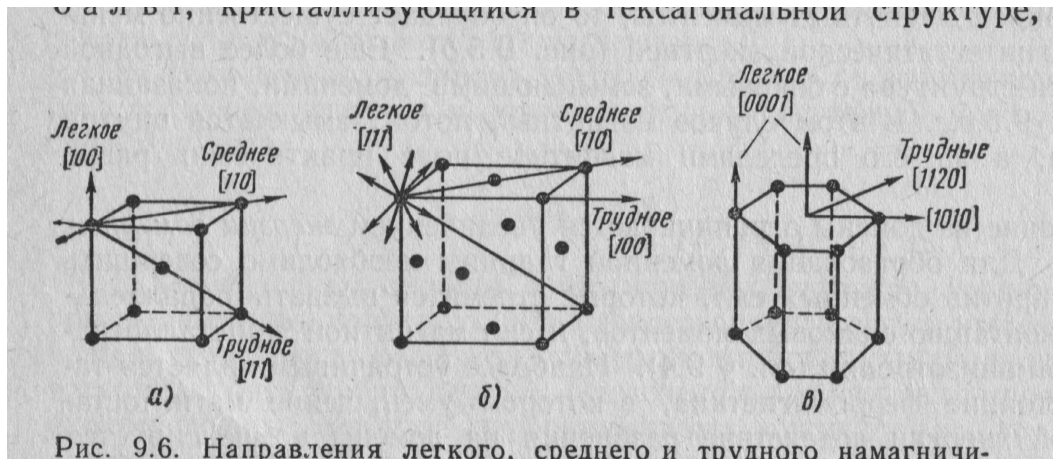


Рис. 9.6. Направления легкого, среднего и трудного намагни-

Рисунок 6.4 – Направления легкого, среднего и трудного намагничивания в монокристаллах: а – железа; б – никеля; в – кобальта.

6.4.2. Кривая намагничивания. Зависимость магнитной индукции макрообъема ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля называют *кривой намагничивания*. Для получения кривых намагничивания в качестве исходного принимают размагниченное состояние образца, при котором в отсутствие внешнего поля индукция равна нулю, поскольку магнитные моменты доменов статистически равномерно распределяются по всем возможным направлениям легкого намагничивания. На практике размагничивание ферромагнетика чаще всего осуществляют путем воздействия на него переменным магнитным полем, амплитуду напряженности которого постепенно уменьшают до нуля.

Типичная кривая намагничивания поликристаллического ферромагнетика приведена на рисунке 6.5. Возрастание индукции под действием внешнего поля обусловлено двумя основными процессами: смещением доменных границ и поворотом магнитных моментов доменов.

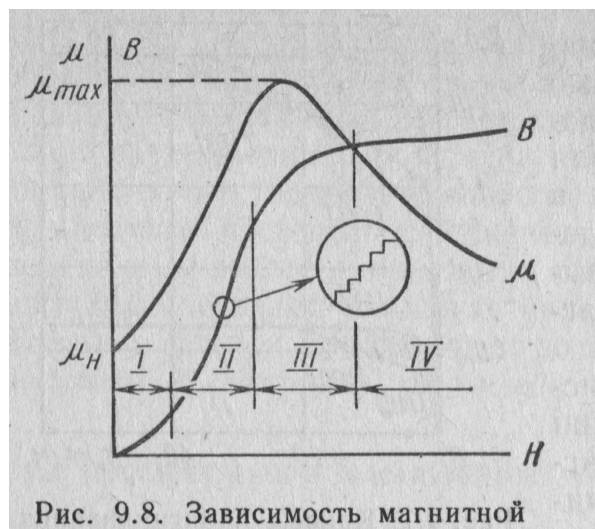


Рис. 9.8. Зависимость магнитной

Рисунок 6.5 – Зависимость магнитной индукции B и магнитной проницаемости μ ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля.

Начальному участку кривой (область I) соответствует *обратимое упругое смещение доменных границ*. При этом происходит увеличение объема тех доменов, магнитные моменты которых образуют наименьший угол с направлением внешнего поля, и, наоборот, уменьшаются размеры доменов с неблагоприятной

ориентацией вектора спонтанной намагниченности. После снятия слабого поля доменные границы возвращаются в прежнее положение; остаточная намагниченность в образце не возникает.

В области более сильных полей (область II) смещение доменных границ носит необратимый, скачкообразный характер. Ступенчатый характер процесса намагничивания получил название эффекта Баркгаузена. На участке *необратимого смещения доменных границ* кривая намагничивания имеет наибольшую крутизну.

По мере дальнейшего увеличения напряженности магнитного поля возрастает роль второго механизма намагничивания – *механизма вращения*, при котором магнитные моменты доменов из направления легкого намагничивания, образующего небольшой угол с полем постепенно поворачиваются в направлении поля, т. е. в направлении более трудного намагничивания (область III).

Когда все магнитные моменты доменов ориентируются вдоль поля, наступает *техническое насыщение* намагниченности (область IV). Незначительное возрастание индукции на участке насыщения обусловлено слагаемым $\mu_0 H$ и увеличением намагниченности самого домена. Последнее получило название *парапроцесса*, или истинного намагничивания. Дело в том, что строго параллельное расположение спиновых моментов в домене, вызываемое обменными силами, имеет место лишь при низких температурах, близких к абсолютному нулю. При повышении температуры за счет тепловой энергии упорядоченность в расположении спинов несколько нарушается. Однако внешнее поле подавляет дезориентирующее влияние теплового движения и возвращает «неправильно» ориентированные спины к параллельной ориентации. Этим достигается эффект приращения намагниченности. Роль парапроцесса возрастает с повышением температуры.

В отличие от истинного намагничивания, возрастание индукции за счет процессов смещения доменных границ и вращения магнитных моментов часто называют техническим намагничиванием ферромагнетика.

6.4.3. Магнитный гистерезис.

Если ферромагнетик намагнитить до насыщения B_s , а затем отключить внешнее поле, то индукция в нуль не обратится, а примет некоторое значение B_r , называемое *остаточной индукцией* (рисунок 6.6).

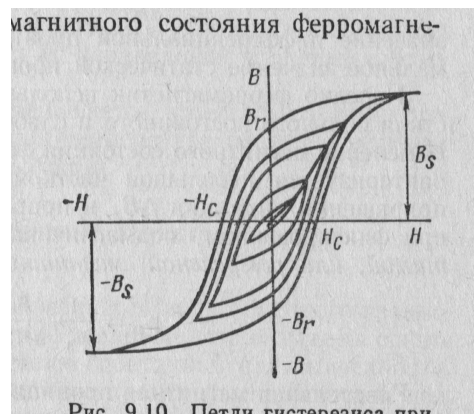


Рисунок 6.6 – Петли гистерезиса при разных значениях амплитуды переменного магнитного поля и основная кривая намагничивания ферромагнетика.

Чтобы убрать остаточную индукцию, необходимо приложить магнитное поле противоположного направления. Напряженность размагничивающего поля – H_c , при которой индукция в ферромагнетике, предварительно намагниченном до насыщения, обращается в нуль, называют *коэрцитивной силой*. Увеличение напряженности поля до значений, больших H_c , вызывает перемагничивание ферромагнетика вплоть до насыщения ($-B_s$). Изменение магнитного состояния ферромагнетика при его циклическом перемагничивании характеризуется явлением гистерезиса, т. е. отставание индукции от напряженности поля. Магнитный гистерезис обусловлен необратимыми процессами намагничивания. Для разных амплитудных значений напряженности внешнего поля можно получить семейство петель гистерезиса. Петлю гистерезиса, полученную при индукции насыщения, называют *предельной*. При дальнейшем возрастании поля площадь гистерезисной петли остается неизменной. Совокупность вершин петель гистерезиса образует *основную кривую намагничивания* ферромагнетика.

Из кривой намагничивания ферромагнетика легко построить зависимость магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля. Магнитную проницаемость, определяемую по формуле $\mu = B/(\mu_0 H)$, называют *статической магнитной проницаемостью*. Она пропорциональна тангенсу угла наклона секущей, проведенной из начала координат через соответствующую точку на основной кривой намагничивания. Зависимость $\mu(H)$ показана на рисунке 6.5. Восходящий участок этой кривой обусловлен значительными изменениями намагниченности при небольшом увеличении H за счет необратимых процессов технического намагничивания ферромагнетика. Дальнейшее уменьшение μ в области сильных магнитных полей объясняют техническим насыщением намагниченности.

Предельное значение магнитной проницаемости при напряженности магнитного поля, стремящейся к

нулю, называют *начальной магнитной проницаемостью*. Эта характеристика имеет значение при техническом использовании многих магнитных материалов. Экспериментально ее определяют в слабых полях с напряженностью порядка 0,1 А/м.

В области обратимого намагничивания ферромагнетика для магнитной проницаемости выполняется эмпирическая формула Релея:

$$\mu = \mu_H + \beta H, \quad (6.6)$$

где β – постоянная, зависящая от природы материала.

Крутизну отдельных участков кривой намагничивания и ветвей петли гистерезиса характеризуют *дифференциальной магнитной проницаемостью* $\mu_{diff} = (1/\mu_0)(dB/dH)$. В одном и том же образце максимальное значение дифференциальной проницаемости всегда превышает максимальное значение статической проницаемости.

6.4.4. Магнитострикция. Изменение магнитного состояния ферромагнитного образца сопровождается изменением его линейных размеров и формы; это явление называют *магнитострикцией*. Различают линейную и спонтанную магнитострикцию. *Спонтанная магнитострикция* возникает при переходе вещества из парамагнитного в ферромагнитное состояние в процессе охлаждения до температуры ниже точки Кюри. *Линейная* (индуцированная) *магнитострикция* связана с искажениями кристаллической решетки под действием внешнего поля.

Линейную магнитострикцию оценивают значением относительной деформации образца в направлении магнитного поля: $\lambda = \Delta l/l$. Численное значение коэффициента магнитострикции зависит от типа структуры, кристаллографического направления, напряженности магнитного поля и температуры. При этом линейная магнитострикция может быть как положительной, так и отрицательной, т. е. размеры образца в направлении поля при намагничивании могут, как увеличиваться, так и уменьшаться.

Изменение размеров ферромагнетика при намагничивании сопровождается появлением в нем внутренних напряжений и деформаций, которые препятствуют смещению доменных границ. Таким образом, магнитострикция, как и кристаллографическая анизотропия, затрудняет процесс намагничивания ферромагнетика в слабых полях. Поэтому высокой магнитной проницаемостью обладают те магнитные материалы, у которых малы константы анизотропии и магнитострикции.

6.5. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

При нагревании ферромагнетика уменьшается роль обменного взаимодействия, что приводит к постепенной тепловой дезориентации спиновых магнитных моментов и уменьшению спонтанной намагниченности. Выше некоторой температуры происходит распад доменной структуры, т.е. спонтанная намагниченность исчезает и ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние. Температуру такого фазового перехода называют *магнитной точкой Кюри*. Вблизи точки Кюри наблюдается ряд особенностей и в изменении немагнитных свойств ферромагнетиков (удельного сопротивления, удельной теплоемкости, температурного коэффициента линейного расширения и др.).

Практический интерес представляет температурная зависимость магнитной проницаемости ферромагнетика. Характер этой зависимости неодинаков для магнитной проницаемости, измеренной в слабых и сильных полях (рисунок 6.7).

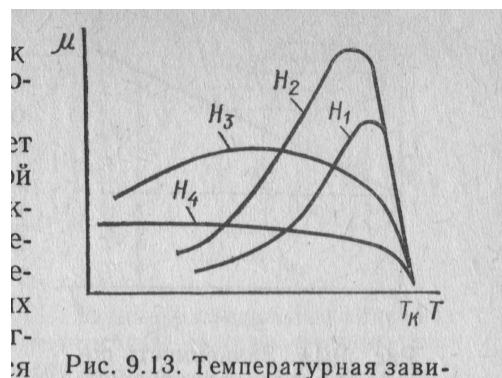


Рис. 9.13. Температурная зави-

Рисунок 6.7 – Температурная зависимость магнитной проницаемости ферромагнетика при разных напряженностях внешнего поля: $H_4 > H_3 > H_2 > H_1$ (H_1 соответствует μ_H , H_4 – области технического насыщения).

Для начальной магнитной проницаемости μ_H наблюдается отчетливый максимум при температуре несколько ниже точки Кюри. В то же время температурная зависимость магнитной проницаемости, соответствующей сильным магнитным полям (области насыщения), качественно повторяет температурное изменение намагниченности насыщения. Возрастание μ_H при повышении температуры обусловлено тем, что при нагревании ферромагнетика ослабевают силы, препятствующие смещению доменных границ и повороту

6.6. ПОВЕДЕНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

6.6.1. Магнитные потери.

Перемагничивание ферромагнетиков в переменных полях сопровождается потерями энергии, вызывающими нагрев материала. В общем случае потери на перемагничивание складываются из потерь на гистерезис, на вихревые токи и магнитное последствие. Вкладом последнего механизма в разогрев ферромагнетика обычно пренебрегают.

Потери на гистерезис за один цикл перемагничивания (т. е. за один период изменения поля), отнесенные к единице объема вещества, определяют площадью статической петли гистерезиса, т.е. петли, полученной при медленном изменении магнитного поля. Потери на гистерезис обусловлены необратимыми процессами перемагничивания.

Вихревые токи возникают в проводящей среде за счет э. д. с. самоиндукции, пропорциональной скорости изменения магнитного потока. Отсюда отличие статических петель гистерезиса от динамических: если статические характеризуют лишь потери на гистерезис, то динамические включают суммарные потери на гистерезис и вихревые токи, т.е. при намагничивании ферромагнетика переменным полем петля гистерезиса расширяется.

Вихревые токи всегда возникают в плоскости, расположенной перпендикулярно магнитному полю. Под действием переменного магнитного потока в любом цилиндрическом контуре, ориентированном вдоль оси сердечника, возникает э.д.с. самоиндукции, пропорциональная частоте изменения поля. Для уменьшения потерь на вихревые токи используют магнитный материал с повышенным удельным сопротивлением, либо собирают сердечник из тонких листов, изолированных друг от друга.

Потери на магнитное последствие обусловлены отставанием магнитной индукции от изменения напряженности магнитного поля. Исследования показывают, что спад намагниченности ферромагнетиков после отключения внешнего поля происходит не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени – от долей миллисекунды, до нескольких минут. Время установления стабильного магнитного состояния существенно возрастает с понижением температуры. Одной из основных причин магнитного последствия является тепловая энергия, которая помогает слабо закрепленным доменным границам преодолевать энергетические препятствия (барьеры), мешающие их свободному смещению при изменении поля. Рассмотренное явление называют магнитной вязкостью. Физическая природа потерь на магнитное последствие аналогична релаксационной поляризации диэлектриков.

6.6.2. Поверхностный эффект.

В соответствии с законом Ленца вихревые токи, индуцируемые в ферромагнетике, стремятся воспрепятствовать тем изменениям, которые их вызывают. Поэтому собственное магнитное поле вихревых токов всегда стремится ослабить изменение основного магнитного потока, т. е. вихревые токи оказывают *размагничивающее действие* на сердечник, что проявляется в уменьшении индукции и эффективной магнитной проницаемости.

Размагничивающее действие вихревых токов неодинаково в разных частях сечения и наиболее резко выражено в центральных его частях, так как они охватываются наибольшим числом контуров вихревых токов. В центре сечения магнитодвижущая сила, обусловленная вихревыми токами, равна сумме магнитодвижущих сил, создаваемых всеми контурами вихревых токов, а на поверхности сердечника она равна нулю. *Вытеснение магнитного поля на поверхность* проявляется тем сильнее, чем больше частота его изменения, а также магнитная проницаемость и удельная проводимость намагничиваемой среды.

Поскольку индукция неравномерно распределяется по сечению, для характеристики в переменных магнитных полях вводят усредненную характеристику – *эффективную магнитную проницаемость* $\mu_{эф}$. Ее рассчитывают на основе представления об однородной намагниченности по всему сечению образца:

$$\mu_{эф} = \Phi / (\mu_0 S H) \quad (6.7)$$

где Φ – полный магнитный поток; S – площадь поперечного сечения образца; H – напряженность внешнего магнитного поля.

С ростом частоты возрастает э. д. с. самоиндукции. Соответственно усиливается размагничивающее влияние вихревых токов, что приводит к уменьшению эффективной магнитной проницаемости ферромагнетика.

Затухание электромагнитной волны при ее распространении в проводящей среде используют при создании электромагнитных экранов, защищающих электронные схемы и электроизмерительные приборов от внешних наводок, а также для защиты радиоэфира от помех, создаваемых генераторными устройствами. Для эффективной защиты толщина стенок экрана должна превышать, по крайней мере, глубину проникновения электромагнитного поля в вещество. На радиочастотах практически непроницаемыми являются экраны из хорошо проводящих металлов – меди, латуни и алюминия. Однако на низких частотах такие экраны неэффективны, поскольку необходимы очень толстые стенки. В этих случаях используют экраны из

ферромагнитных материалов, особенно из пермаллоя, обладающего высокой магнитной проницаемостью.

6.7. ОСОБЕННОСТИ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

Ферримагнетики получили свое название от ферритов, под которыми понимают химические соединения оксида железа Fe_2O_3 с оксидами других металлов. В настоящее время используют сотни разных марок ферритов, отличающихся по химическому составу, кристаллической структуре, магнитным, электрическим и другим свойствам.

От парамагнетиков ферриты отличаются нелинейными магнитными свойствами и высокой магнитной восприимчивостью, являющимися следствием их доменного строения, а по сравнению с ферромагнетиками ферриты имеют существенно меньшую индукцию насыщения.

Теоретическое объяснение особенностей магнитных свойств ферритов впервые было дано Л. Неелем. В соответствии с предложенной им теорией ферримагнетизма, в оксидных магнетиках решающую роль играет *косвенное обменное взаимодействие*, осуществляемое при участии кислородных ионов.

Механизм косвенного обменного взаимодействия поясняет рисунок 6.8, а. Внешняя $2p$ -оболочка кислородного аниона O^{2-} полностью заполнена электронами, причем спиновые моменты попарно скомпенсированы. В то же время незаполненные $3d$ -оболочки катионов никеля и железа имеют соответственно два или пять нескомпенсированных спинов. Предполагается, что в кристаллической решетке оксидного магнетика диамагнитный ион кислорода может возбуждаться и отдавать один из своих валентных электронов ближайшему катиону, например, катиону никеля. Принцип Паули требует, чтобы спин переходящего электрона был антипараллелен магнитному моменту катиона. Отдавая электрон, кислородный анион приобретает магнитный момент и участвует в обменном взаимодействии с другим соседним катионом, в данном случае – с катионом железа. Благодаря сильному перекрытию электронных оболочек это обменное взаимодействие носит *антиферромагнитный характер*. Конечным результатом такого сложного электронного процесса является антипараллельная ориентация магнитных моментов взаимодействующих катионов.

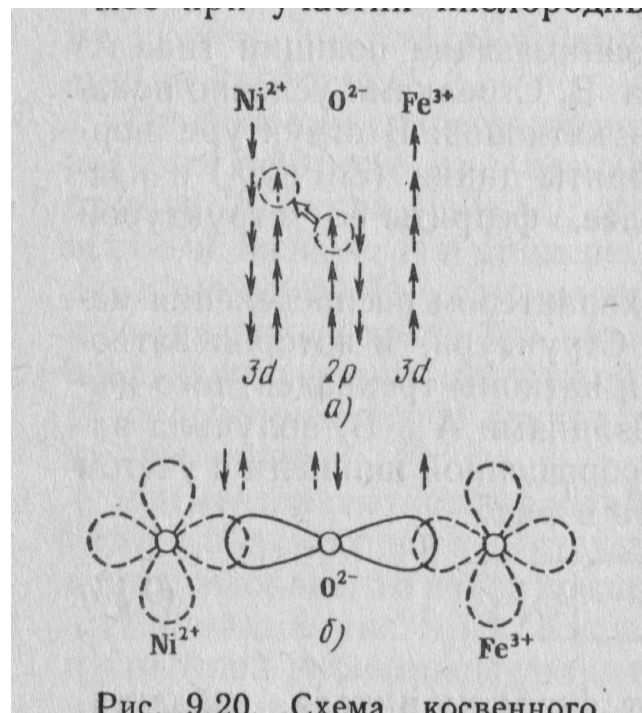


Рис. 9.20. Схема косвенного

Рисунок 6.8 – Схема косвенного обменного взаимодействия в феррите никеля: а – расположение спинов в наружных оболочках взаимодействующих ионов; б – перекрытие электронных оболочек ионов.

Энергия косвенного обменного взаимодействия зависит от расстояния между ионами и их пространственной координации. Обменное взаимодействие максимально, если три взаимодействующих иона находятся на одной прямой (рисунок 6.8, б). Наоборот, обменное взаимодействие будет наиболее слабым, если ионы находятся в прямоугольной координации друг к другу. Такой эффект объясняют направленностью в распределении пространственной плотности электронного заряда ионов кислорода, имеющей вид вытянутых p -орбиталей (т. е. гантелевидную форму).

6.8. ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Особенностью тонких пленок является то, что при малой толщине ($h \ll a, b$) направление легкого намагничивания находится в плоскости пленки. Образуются плоские домены, показанные на рисунке 6.11, а. Для очень тонких пленок характерна однодоменная структура, для пленок толщиной свыше $10^{-3} - 10^{-2}$ мм – многодоменная, состоящая из длинных узких доменов (шириной от долей микрон до нескольких

микрометров), намагниченных в противоположных направлениях. Под воздействием внешнего поля вся система полос может перемещаться и поворачиваться, и ее используют как управляемую дифракционную решетку для света и ближайшего диапазона воля электромагнитного спектра.

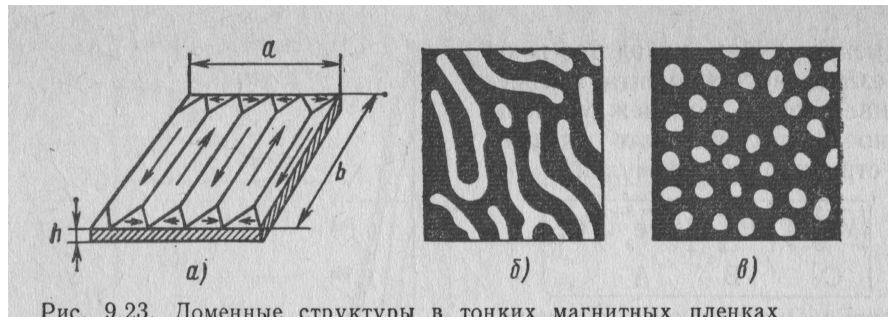


Рис. 9.23 Доменные структуры в тонких магнитных пленках

Рисунок 6.9 – Доменные структуры в тонких магнитных пленках.

Особый интерес представляют монокристаллические пленки некоторых *ферритов с одноосной магнитной анизотропией*, под которыми понимают материалы, имеющие лишь одну ось легкого намагничивания. Если плоскость пленки перпендикулярна оси легкого намагничивания, то в отсутствие внешнего поля пленка обладает лабиринтной доменной структурой, т. е. вследствие одноосной анизотропии образуются домены с противоположным направлением спонтанной намагниченности (светлые и темные места на рисунке 6.9, б). Внешнее поле, перпендикулярное плоскости пленки, изменяет геометрию доменной структуры. По мере увеличения напряженности поля сначала происходит разрыв лабиринтной структуры, домены принимают форму гантелей, а затем образуются устойчивые *цилиндрические магнитные домены* (ЦМД), или «магнитные пузырьки» (рисунок 6.9, в). При дальнейшем увеличении напряженности поля диаметр ЦМД постепенно уменьшается и при некотором значении H вся пленка намагничивается однородно, т. е. цилиндрические домены исчезают.

Впервые ЦМД были обнаружены в *ортоферритах*, обладающих орторомбической структурой и имеющих химический состав MeFeO_3 , где Me – трехвалентный ион иттрия или редкоземельного элемента. В дальнейшем устойчивые цилиндрические магнитные домены были получены в ферритах со структурой граната, гексаферритах.

В настоящее время разработаны способы, позволяющие генерировать домены, управлять их перемещением, фиксировать их наличие или отсутствие в заданной точке. Управление дискретным перемещением ЦМД в заданном направлении осуществляют с помощью магнитостатических ловушек. Устройства на ЦМД характеризуются большой информационной емкостью и малой потребляемой мощностью.