

Электричество и магнетизм

Лекция 3

Магнитное поле в веществе

Если проводники с током находятся в какой-либо среде, магнитное поле изменяется. Это объясняется тем, что любое вещество является **магнетиком**, т.е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться).

Намагниченное вещество создает магнитное поле \vec{B}' , которое накладывается на обусловленное токами поле \vec{B}_0 . Оба поля в сумме дают результирующее поле: $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$

Индукция магнитного поля, создаваемого электрическими токами в веществе, отличается от индукции магнитного поля, создаваемого теми же токами в вакууме.

Физическая величина, показывающая, во сколько раз индукция магнитного поля в однородной среде \mathbf{B} отличается по модулю от индукции магнитного поля в вакууме \mathbf{B}_0 , называется **магнитной проницаемостью**:

$$\mu = \frac{B}{B_0}$$

Одним из важнейших свойств электрона является наличие у него не только электрического, но и собственного магнитного поля. Собственное магнитное поле электрона называют **спиновым** (spin – вращение). Электрон создает магнитное поле также и за счет орбитального движения вокруг ядра, которое можно уподобить круговому микротоку. Спиновые поля электронов и магнитные поля, обусловленные их орбитальными движениями, и определяют широкий спектр магнитных свойств веществ.

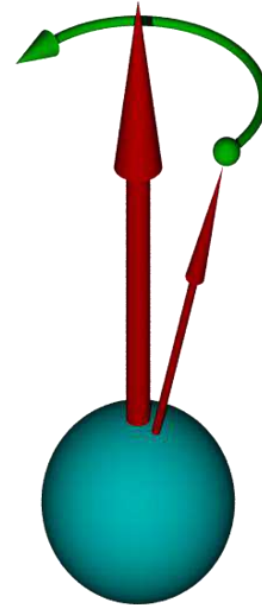
Вектор \vec{B}' собственного магнитного поля среды можно представить в зависимости от вектора \vec{B}_0 намагниченного поля:

$$\vec{B}' = \chi \vec{B}_0$$

χ - магнитная восприимчивость

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0$$

$$\mu = 1 + \chi$$



(1)

- При изучении магнитного поля в веществе различают два типа токов — **макροтоки и микροтоки**.
- **Макροтоками** называются токи проводимости и конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел.
- **Микροтоками** (молекулярными токами) называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, молекулах и ионах.
- Магнитное поле в веществе является суперпозицией двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макροтоками и внутреннего или собственного, магнитного поля, создаваемого микροтоками.

При намагничивании магнетика каждый его атом создает магнитное поле так, как если бы в атоме циркулировал некоторый замкнутый ток. Этот элементарный ток Ампер называл *молекулярным током*; мы его будем называть *микротоком*. Магнитное поле микротока можно охарактеризовать магнитным моменте $\vec{\rho}_m$

$$\vec{\rho}_m = i' \vec{S} \quad (2)$$

где i' – сила микротока; \vec{S} – вектор, численно равный площади, охватываемой микротоком, и связанный с направлением микротока правилом правого буравчика.

Магнитные поля микротоков, складываясь, дают результирующее собственное поле вещества \vec{B}' , магнитные моменты этих токов дают некоторый результирующий магнитный момент. Интенсивность намагничивания вещества характеризует вектор намагниченности \vec{J} .

Вектор намагниченности \vec{J} – физическая величина, равная магнитному моменту единицы объема вещества.

Если \bar{J} всюду одинаков, намагниченность называется однородной, если различен – неоднородной. В случае однородной намагниченности

$$\bar{J} = \frac{\sum \bar{\rho}_m}{\Delta V} \quad (3)$$

где $\bar{\rho}_m$ – магнитный момент отдельного атома; ΔV – объем, по которому производится суммирование всех $\bar{\rho}_m$. В случае неоднородной намагниченности

$$\bar{J} = \lim \frac{\sum \bar{\rho}_m}{\Delta V} \quad (4)$$

Магнетик называется однородным, если его магнитные свойства одинаковы во всех его точках. В противном случае магнетик называется неоднородным.

Магнетик называется изотропным, если его магнитные свойства одинаковы по всем направлениям. В противном случае магнетик называется анизотропным.

Теория и опыт показывают, что в изотропных неферромагнитных магнетиках в не очень сильных полях и при не очень высоких частотах внешнего поля \vec{B}_0 вектор намагниченности \vec{J} пропорционален \vec{B}_0 :

$$\vec{J} = \chi \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (5)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; χ – безразмерный коэффициент пропорциональности, называемый объемной магнитной восприимчивостью вещества.

Теория и опыт показывают, что

$$\vec{B}' = \chi \vec{B}_0 \quad (6)$$

Тогда

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0 \quad (7)$$

Безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi \quad (8)$$

называется относительной магнитной проницаемостью вещества. Используя обозначение (7) и соотношение (8) можно записать:

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \quad (9)$$

Относительная магнитная проницаемость показывает, во сколько раз изменяется магнитное поле в веществе по сравнению с магнитным полем в вакууме:

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (10)$$

Напряженность магнитного поля

Одним из фундаментальных положений электромагнетизма является положение о том, что магнитное поле создается любыми токами – как макроскопическими, так и микроскопическими. Следовательно, циркуляция вектора \vec{B} в веществе пропорциональна сумме макро – $(\sum I_i)$ и микротоков $\sum i'$, охватываемых контуром, по которому берется циркуляция:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_i + \mu_0 \sum i' \quad (11)$$

Для того чтобы найти циркуляцию вектора \vec{B} , нужно знать сумму микротоков, которая в свою очередь зависит от \vec{B} . Это затруднение можно обойти путем нахождения вспомогательной величины, циркуляция которой определяется лишь суммой микротоков.

Выберем внутри намагниченного вещества произвольный замкнутый контур L . При нахождении циркуляции \vec{B} по этому контуру в сумму микро-токов должны войти те микроток, которые «нанизываются» на контур обхода (только эти токи пронизывают поверхность, ограниченную контуром L , один раз) и поэтому дают некоторый суммарный микроток. Все остальные микроток, пересекающиеся с этой поверхностью, пронизывают ее дважды – один раз в одном направлении, другой раз в другом – и поэтому не дают вклада в Γ .

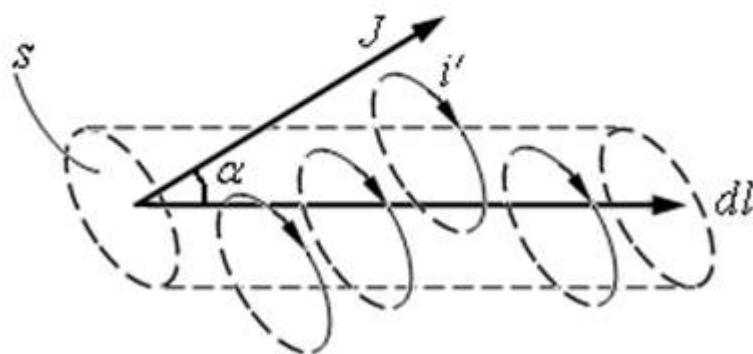


Рис. 1

Подсчитаем число микро-токов, «нанизывающихся» на произвольный элемент dl контура L . Пусть i' – сила микро-тока, S – площадь, которую он охватывает, α – угол между dl и намагниченностью J .

Из рисунка 1 видно, что на вектор dl «нализываются» все микротоки, центры которых лежат внутри наклонного цилиндра объемом $dV = Sdl \cos \alpha$. Если n – число микротоков в единице объема магнетика, то число микротоков, попадающих в этот цилиндр, равно

$$ndV = nSdl \cos \alpha$$

а суммарный ток, связанный с dl , равен $i' Sndl \cos \alpha$. Произведение $i' S$ есть модуль магнитного момента, создаваемого микротоком i' ; произведение $i' Sn = J$ – модуль намагниченности J :

$$i' Sn = J$$

Следовательно, суммарный микроток, связанный с элементом dl контура обхода, равен

$$i' S n dl \cos \alpha = J dl \cos \alpha = \vec{J} d\vec{l}$$

Полный микроток i' , охватываемый всем контуром L , равен

$$i' = \int_L \vec{J} d\vec{l} \quad (12)$$

Таким образом, суммарный микроток, охватываемый произвольным замкнутым контуром L , равен циркуляции вектора намагниченности, взятой по этому же контуру.

Подставим (12) в (11):

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I + \mu_0 \oint_L \vec{J} d\vec{l}$$

Разделим обе части этого равенства на μ_0 и перенесем слагаемое $\oint_L \vec{J} d\vec{l}$ в левую часть:

$$\oint \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = \sum I \quad (13)$$

Можно ввести еще одну характеристику магнитного поля

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad (14)$$

Величина \vec{H} называется напряженностью магнитного поля.

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum I \quad (15)$$

Если макроскопические токи распределены в пространстве с переменной плотностью j , то сумма $\sum I$ заменяется интегралом $\oint_S \vec{j} d\vec{S}$, где S – произвольная поверхность, опирающаяся на контур, по которому берется циркуляция:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \oint_S \vec{j} d\vec{S} \quad (16)$$

Таким образом, циркуляция вектора напряженности магнитного поля, созданного электрическими токами, равна полному макроскопическому току, протекающему через любую поверхность S , опирающуюся на контур интегрирования. Это утверждение носит название теоремы о циркуляции вектора \vec{H} .

Поле \vec{H} можно изобразить графически – с помощью линий вектора \vec{H} . Линии \vec{H} строятся так же, как и линии вектора \vec{B} .

Итак, для описания магнитного поля вводятся индукция \vec{B} и напряженность \vec{H} . Из этих двух характеристик важнейшей характеристикой является \vec{B} . Введение \vec{H} связано с тем, что циркуляция \vec{H} зависит только от *макродтоков*, которые легко измерять. Однако из (16) не следует, что напряженность вообще не зависит от среды (напряженность в каждой точке поля при наличии среды такая же, как и в ее отсутствие). *От среды не зависит не сама напряженность, а ее интегральная функция – циркуляция \vec{H} .* Напряженность же в общем случае зависит от среды. Так, в неоднородной среде вектор \vec{H} зависит от распределения магнитной проницаемости; в ограниченных телах, напряженность зависит от формы и размеров тел.

Только в двух весьма особых случаях \vec{H} не зависит от среды:

- когда однородная изотропная среда заполняет все пространство, где имеется магнитное поле;
- когда такая среда заполняет область, границы которой нигде не пересекаются с линиями внешнего поля.

В качестве примера рассмотрим бесконечно длинный соленоид. Магнитное поле такого соленоида сосредоточено только внутри соленоида. Если сердечник в соленоиде отсутствует, то $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$. Заполним весь объем соленоида однородным изотропным магнетиком. Напряженность поля будет равна

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0 + \vec{B}'}{\mu_0} - \vec{J}. \quad (17)$$

Но $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$. Подставив это выражение в (17), получим

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}_0 \quad (18)$$

Если однородная изотропная среда заполняет все пространство, где имеется магнитное поле, то напряженность магнитного поля в этой среде \vec{H} совпадает с напряженностью внешнего поля \vec{H}_0 , т. е. напряженность такова, как если бы вещества вообще не было.

В случае безграничной изотропной неферромагнитной среды связь между индукцией и напряженностью выражается более простой формулой. В такой среде справедливо соотношение

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \quad (19)$$

Следовательно

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (20)$$

Граничные условия для магнитной индукции и напряженности

При наличии ограниченных магнетиков важное значение приобретают граничные условия, определяющие поведение векторов \vec{B} и \vec{H} на границах раздела магнетиков. Можно показать, что при переходе через границу раздела двух магнетиков нормальная составляющая вектора \vec{B} и тангенциальная составляющая вектора \vec{H} не изменяются; тангенциальная же составляющая вектора \vec{B} и нормальная составляющая вектора \vec{H} скачкообразно изменяются – испытывают разрыв. Так как одна из составляющих вектора \vec{B} и вектора \vec{H} изменяется, то оба вектора при переходе через границы скачкообразно изменяются и по модулю и по направлению, т. е. и \vec{H} и \vec{B} зависят от среды.

Из граничных условий для \vec{B} и \vec{H} следует, что на границах магнетиков линии \vec{B} преломляются, но остаются непрерывными. Линии \vec{H} – и преломляются и испытывают разрыв (рисунок 2).

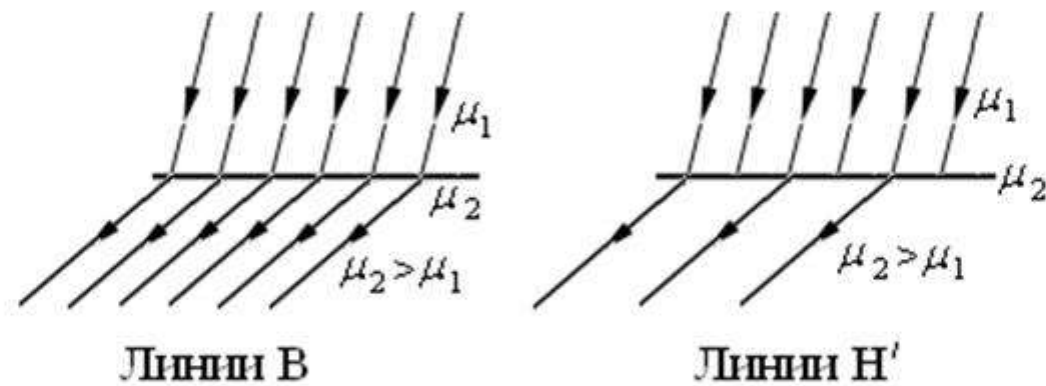


Рисунок 2

Часть линий \vec{H} либо заканчивается, либо начинается на границах магнетиков.

- Большинство тел намагничивается очень слабо и величина индукции магнитного поля B в таких веществах мало отличается от величины индукции магнитного поля в вакууме .
- Если магнитное поле слабо усиливается в веществе, то такое вещество называется *парамагнетиком*.
- если ослабевает, то это *диамагнетик*.
- Но есть вещества, обладающие сильными магнитными свойствами.
- Такие вещества называются *ферромагнетиками*

Слабо-магнитные вещества

парамагнетики

при внесении во внешнее магнитное поле парамагнитные образцы намагничиваются так, что их собственное магнитное поле оказывается направленным по внешнему полю,

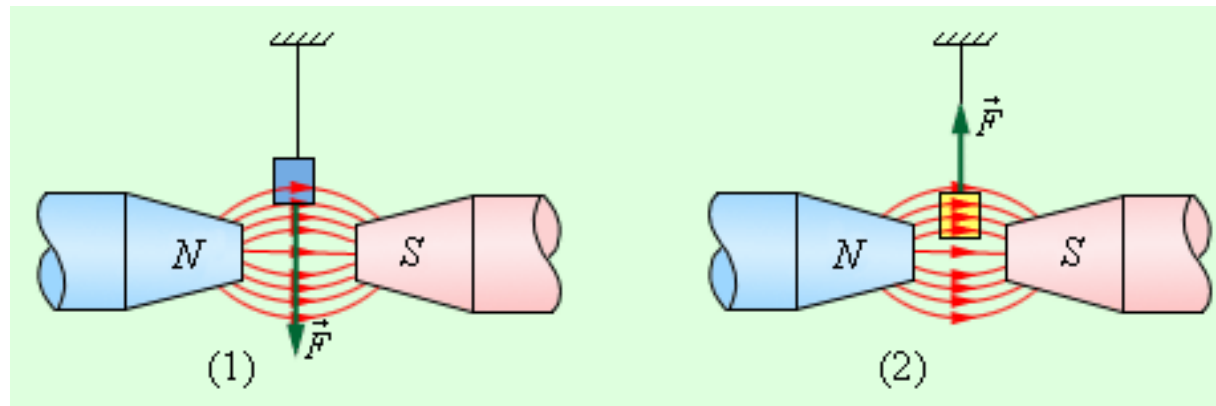
$$\chi > 0; \mu > 1$$

диамагнетики

при внесении во внешнее магнитное поле диамагнитные образцы намагничиваются против внешнего поля

$$\chi < 0; \mu < 1$$

Образцы из пара- и диамагнетика, помещенные в неоднородное магнитное поле между полюсами электромагнита, ведут себя по-разному – парамагнетики втягиваются в область сильного поля, диамагнетики – выталкиваются



Парамагнетик (1) и диамагнетик (2) в неоднородном магнитном поле

Пара- и диамагнетизм объясняется поведением электронных орбит во внешнем магнитном поле.

Явление диамагнетизма было открыто М. Фарадеем в 1845 г.

У атомов диамагнитных веществ в отсутствие внешнего поля собственные магнитные поля электронов и поля, создаваемые их орбитальным движением, полностью скомпенсированы.

Возникновение диамагнетизма связано с действием силы Лоренца на электронные орбиты.

Под действием этой силы изменяется характер орбитального движения электронов и нарушается компенсация магнитных полей.

Возникающее при этом собственное магнитное поле атома оказывается направленным **против** направления индукции внешнего поля.

Диамagnetики в магнитном поле

- **Диамagnetизм** (от греч. *dia* – расхождение и магнетизм) – свойство веществ намагничиваться навстречу приложенному магнитному полю.
- **Диамagnetиками называются вещества**, магнитные моменты атомов которых в отсутствии внешнего поля равны нулю, т.к. магнитные моменты всех электронов атома взаимно скомпенсированы (например инертные газы, водород, азот, NaCl и др.).

- При внесении диамагнитного вещества в магнитное поле его атомы приобретают наведенные магнитные моменты.
- В пределах малого объема ΔV изотропного диамагнетика наведенные магнитные моменты ΔP_m всех атомов одинаковы и направлены **противоположно вектору** \vec{B} .
- Вектор намагниченности диамагнетика равен

$$\vec{J} = \frac{n\Delta\vec{P}_m}{\Delta V} = n_0\Delta\vec{P}_m = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \chi = \vec{H} \cdot \chi$$

$$X < 0.$$

- Для всех диамагнетиков

- Таким образом, вектор $\vec{B}_{\text{внутр}}$ магнитной индукции собственного магнитного поля, создаваемого диамагнетиком при его намагничивании во внешнем поле $\vec{B}_{\text{внеш}}$ направлен в сторону, противоположную $\vec{B}_{\text{внеш}}$

.

- У диамагнетиков

$$X \sim 10^{-6} \div 10^{-5}.$$

Парамагнетики в магнитном поле

- **Парамагнетизм** (от греч. para – возле, рядом и магнетизм) – свойство веществ во внешнем магнитном поле намагничиваться в направлении этого поля, поэтому внутри парамагнетика к действию внешнего поля прибавляется действие наведенного внутреннего поля.
- **Парамагнетиками** называются вещества, атомы которых имеют в отсутствии внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент \vec{P}_m .
- Эти вещества намагничиваются в направлении вектора $\vec{B}_{\text{внеш}}$

В атомах парамагнитных веществ магнитные поля электронов скомпенсированы не полностью, и атом оказывается подобным маленькому круговому току. В отсутствие внешнего поля эти круговые микротоки ориентированы произвольно, так что суммарная магнитная индукция равна нулю.

Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее действие – микротоки стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по направлению индукции внешнего поля. Из-за теплового движения атомов ориентация микротоков никогда не бывает полной.

При усилении внешнего поля ориентационный эффект возрастает, так что индукция собственного магнитного поля парамагнитного образца растет прямо пропорционально индукции внешнего магнитного поля. Полная индукция магнитного поля в образце складывается из индукции внешнего магнитного поля и индукции собственного магнитного поля, возникшего в процессе намагничивания. Механизм намагничивания парамагнетиков очень похож на механизм [поляризации полярных диэлектриков](#).

Диамагнетизм не имеет аналога среди электрических свойств вещества.

- В отсутствии внешнего магнитного поля намагниченность парамагнетика $\mathbf{J} = \mathbf{0}$, так как векторы \mathbf{P}_{mi} разных атомов ориентированы беспорядочно.
- При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле, происходит преимущественная ориентация собственных магнитных моментов атомов по направлению поля, так что \mathbf{P}_{mi} парамагнетик намагничивается.
- Значения χ для парамагнетиков положительны ($\chi > 0$) и находятся в пределах $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$, то есть, примерно как и у диамагнетиков.

Ферромагнетики

- К **ферромагнетикам** (*ferrum* – железо) относятся вещества, магнитная восприимчивость которых положительна и достигает значений $10^4 - 10^5$.
- Намагниченность $\vec{J} = \chi \vec{H}$ и магнитная индукция $\vec{B} = (\vec{H} + \vec{J})\mu_0$ ферромагнетиков растут с увеличением напряженности магнитного поля нелинейно, и в полях $\sim 8 \cdot 10^3$ А/м намагниченность ферромагнетиков достигает предельного значения, а вектор магнитной индукции растет линейно с \vec{H} :

$$\vec{B} = \vec{J}_m \mu_0 + \vec{H} \mu_0.$$

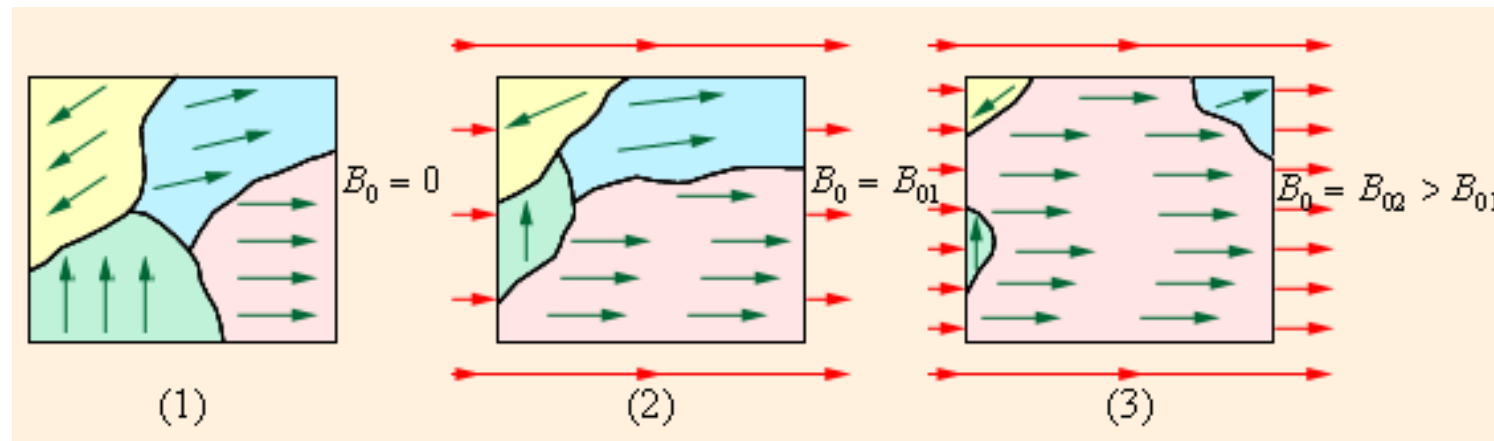
- Ферромагнитные свойства материалов проявляются только у веществ в твердом состоянии, атомы которых обладают постоянным спиновым или орбитальным магнитным моментом, в частности у атомов с недостроенными внутренними электронными оболочками.
- Типичными ферромагнетиками являются переходные металлы.
- В ферромагнетиках происходит резкое усиление внешних магнитных полей. Причем для ферромагнетиков сложным образом зависит от величины магнитного поля.
- Типичными ферромагнетиками являются Fe, Co, Ni, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, а также соединения ферромагнитных материалов с неферромагнитными.

- **Существенным отличием ферромагнетиков от диа- и парамагнетиков является наличие у ферромагнетиков самопроизвольной (спонтанной) намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля.**
- **Наличие у ферромагнетиков самопроизвольного магнитного момента в отсутствие внешнего магнитного поля означает, что электронные спины и магнитные моменты атомных носителей магнетизма ориентированы в веществе упорядоченным образом.**

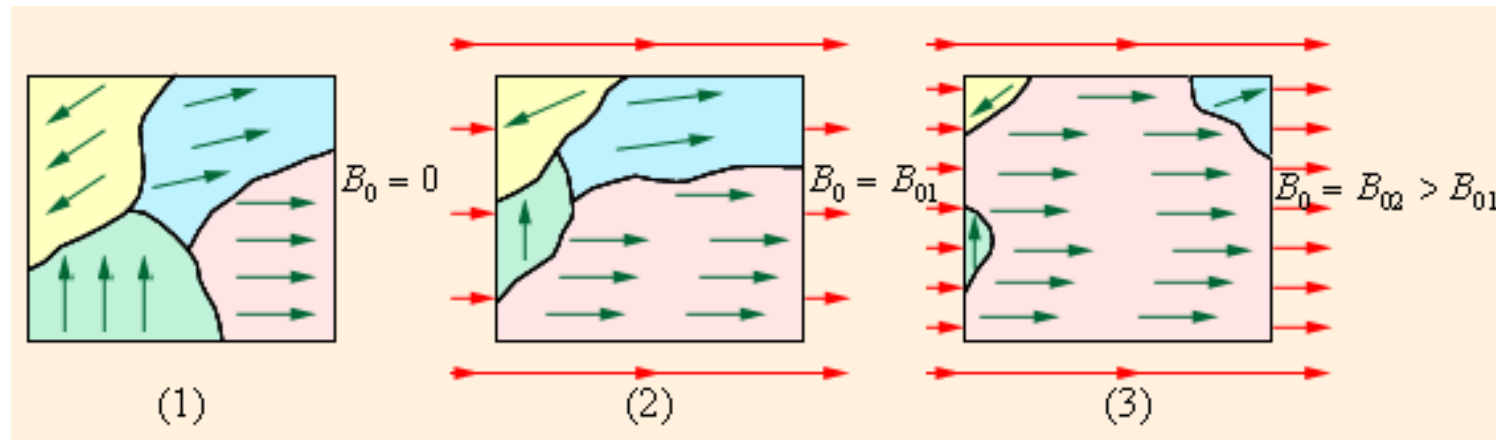
Природа ферромагнетизма может быть объяснена только на основе квантовых представлений. Качественно ферромагнетизм объясняется наличием собственных (спиновых) магнитных полей у электронов.

В кристаллах ферромагнитных материалов возникают условия, при которых, вследствие сильного взаимодействия спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация. В результате такого взаимодействия внутри кристалла ферромагнетика возникают самопроизвольно намагниченные области размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см.

Эти области называются **доменами**. Каждый домен представляет из себя небольшой постоянный магнит.



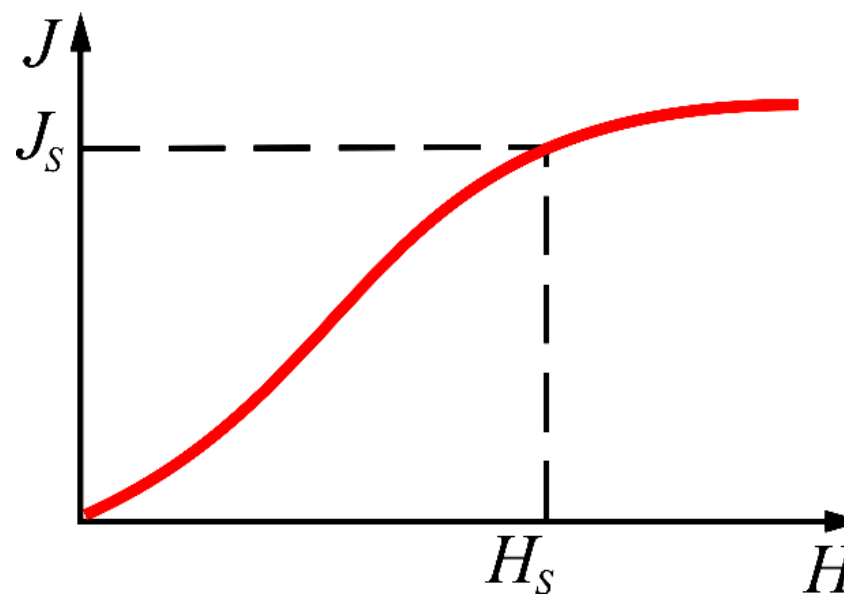
В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы в большом кристалле хаотически. Такой кристалл в среднем оказывается ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается. С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение.



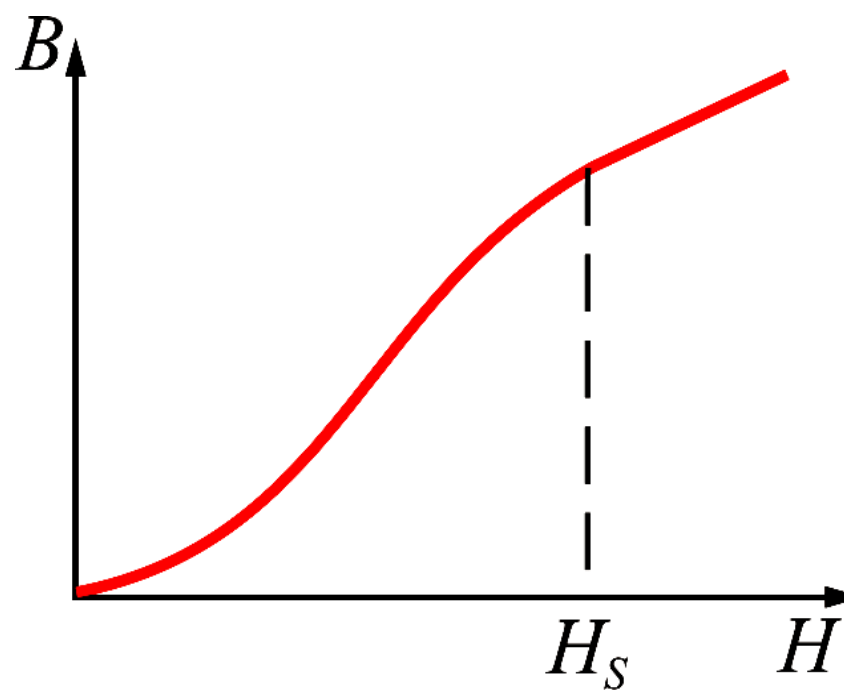
Намагничивание ферромагнитного образца.

- *Ферромагнетики это вещества, обладающие самопроизвольной намагниченностью, которая сильно изменяется под влиянием внешних воздействий – магнитного поля, деформации, температуры.*
- Ферромагнетики, в отличие от слабо магнитных диа- и парамагнетиков, являются сильно магнитными веществами:
- *внутреннее магнитное поле в них может в сотни раз превосходить внешнее поле.*

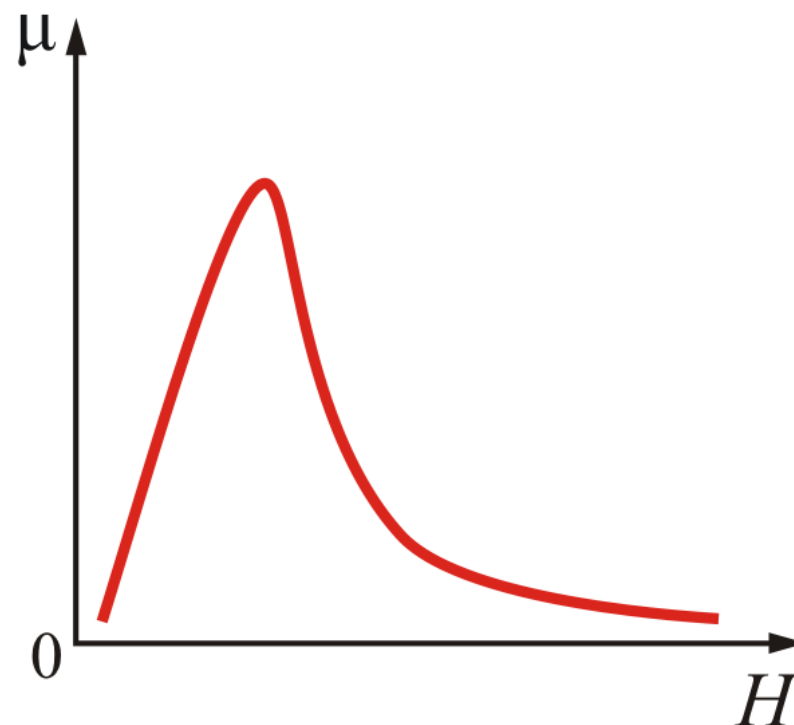
- Основные отличия магнитных свойств ферромагнетиков.
- 1) Нелинейная зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля H .
- Как видно из рисунка при $H > H_s$ наблюдается магнитное насыщение.



- 2) При зависимости $H < H_s$ магнитной индукции B от H нелинейная, а при $H > H_s$ — линейна



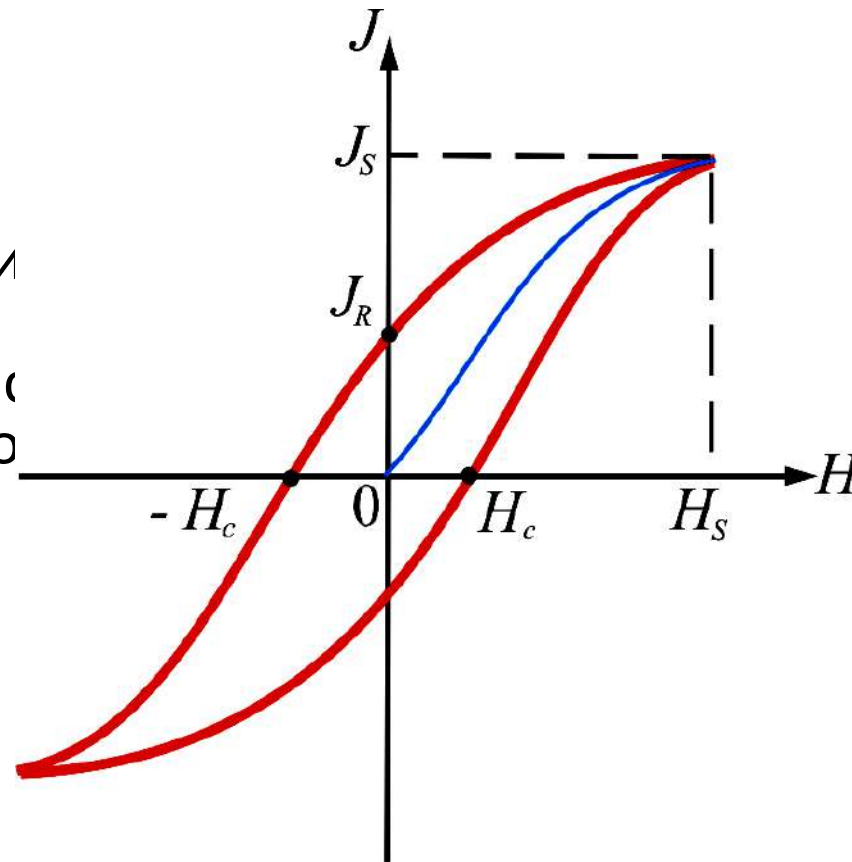
- Зависимость относительной магнитной проницаемости от H имеет сложный характер, причем максимальные значения μ очень велики ($10^3 \div 10^6$).



- 4) У каждого ферромагнетика имеется такая температура называемая **точкой Кюри** (T_K), выше которой это вещество теряет свои особые магнитные свойства.
- Наличие температуры Кюри связано с разрушением при упорядоченного состояния в магнитной подсистеме кристалла – параллельной ориентации магнитных моментов.

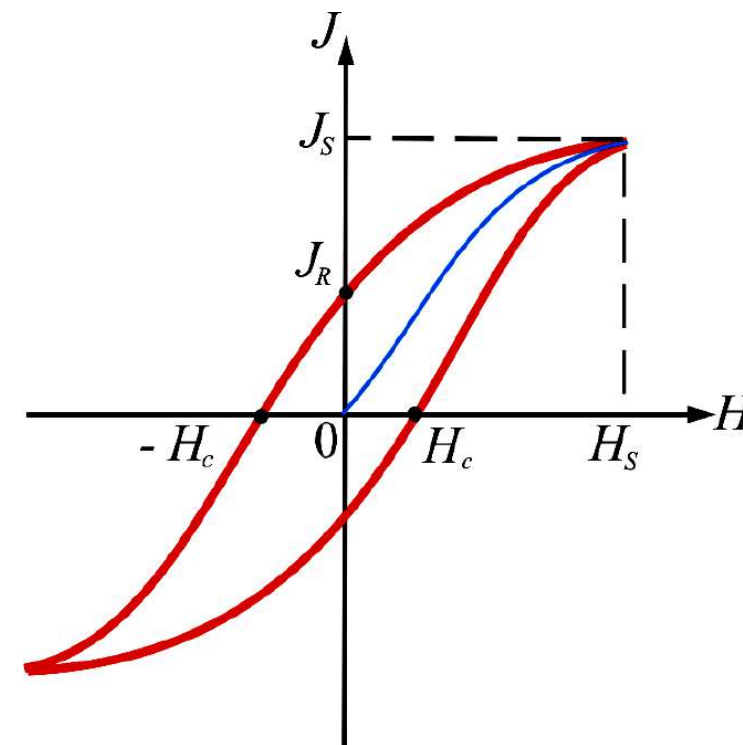
Для никеля, например, температура Кюри равна 360 °С.

5) Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является так называемый **гистерезис**, то есть зависимость намагничивания от предыстории образца.



На рисунке показана **петля гистерезиса** – график зависимости намагниченности вещества от напряженности магнитного поля H .

- Намагниченность J_s при $H = H_s$ называется **намагниченностью насыщения**.
- Намагниченность $\pm J_R$ при $H = 0$ называется **остаточной намагниченностью** (что необходимо для создания постоянных магнитов)
- Напряженность $\pm H_c$ магнитного поля, полностью размагниченного ферромагнетика, называется **коэрцитивной силой**.
- Она характеризует способность ферромагнетика сохранять намагниченное состояние.



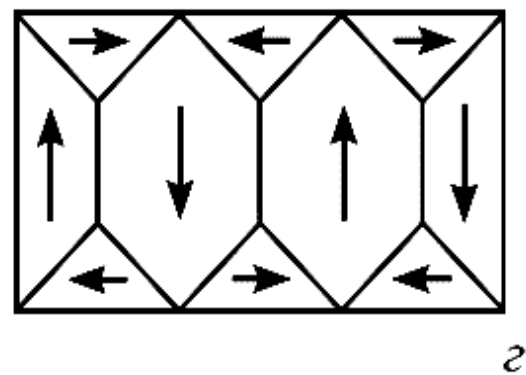
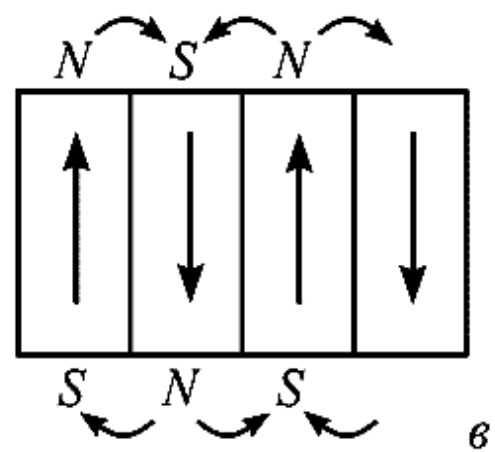
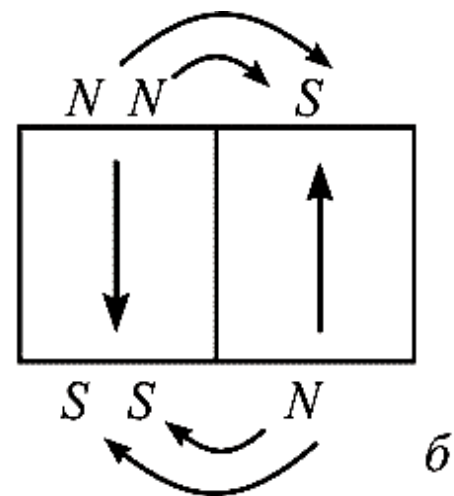
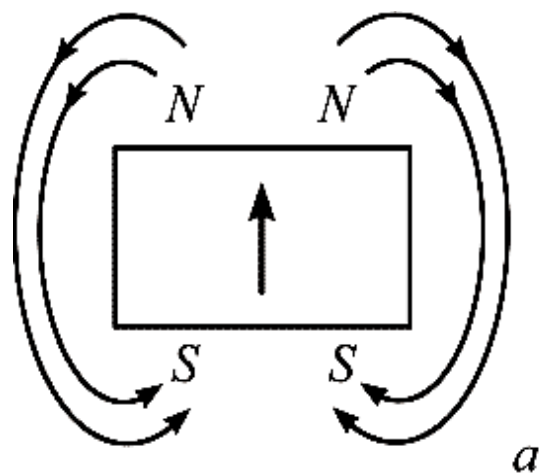
- Большой коэрцитивной силой (широкой петлей гистерезиса) обладают *магнитотвердые материалы*.
- Малую коэрцитивную силу имеют *магнитомягкие материалы*.
- Измерение гиромагнитного отношения для ферромагнетиков показали, что элементарными носителями магнетизма в них являются спиновые магнитные моменты электронов.
- Самопроизвольно при $T < T_K$ намагничиваются лишь очень маленькие монокристаллы ферромагнитных материалов, например никеля или железа.

- Для того чтобы постоянными магнитными свойствами – постоянным магнитом стал большой кусок железа, необходимо его намагнитить, т.е. поместить в сильное магнитное поле, а затем это поле убрать.
- Оказывается, что при $T < T_K$ большой исходный кусок железа разбит на множество очень маленьких ($10^{-2} \div 10^{-3}$ см), полностью намагниченных областей – доменов.
- Векторы намагниченности доменов в отсутствие внешнего магнитного поля ориентированы таким образом, что полный магнитный момент ферромагнитного материала равен нулю.

- В целом в монокристалле реализуется такое разбиение на доменные структуры, которое соответствует минимуму свободной энергии ферромагнетика.
- Если поместить ферромагнетик, разбитый на домены, во внешнее магнитное поле, то в нем начинается движение доменных стенок.
- Они перемещаются таким образом, чтобы областей с ориентацией вектора намагниченности по полю стало больше, чем областей с противоположной ориентацией. Такое движение доменных стенок понижает энергию ферромагнетика во внешнем магнитном поле.

- По мере нарастания магнитного поля весь кристалл превращается в один большой домен с магнитным моментом, ориентированным по полю.
- В реальном куске железа содержится огромное число мелких кристалликов с различной ориентацией, в каждом из которых имеется несколько доменов.
- Ферромагнитные материалы играют огромную роль в самых различных областях современной техники.

Ферромагнетики



- В реальном куске железа содержится огромное число мелких кристалликов с различной ориентацией, в каждом из которых имеется несколько доменов.
- Ферромагнитные материалы играют огромную роль в самых различных областях современной техники.
- *Магнитомягкие материалы* используются в электротехнике при изготовлении трансформаторов, электромоторов, генераторов, в слаботочной технике связи и радиотехнике;
- *Магнитожесткие материалы* применяют при изготовлении постоянных магнитов.