

Спин электрона (продолжение).

Согласно квантовой механике спиновый момент импульса частицы может иметь только значение, выражающееся по формуле $\sqrt{S(S+1)}\hbar$, где S — так называемое спиновое квантовое число или спин. Каждой элементарной частице соответствует свое значение спина. Спин элементарных частиц может иметь одно из следующих значений $S = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2$. Так для фотона $S = 1$, для электрона $S = \frac{1}{2}$. Спин электронной оболочки атома складывается из спинов отдельных электронов оболочки. Спины электронов могут складываться в одном направлении (буквально складываться) или могут попарно вычитаться друг из друга, давая нулевой спин какой-то пары электронов. В случае четного числа электронов на электронной оболочке атома суммарный спин оболочки может принимать целочисленные значения от нуля до половины от числа электронов на оболочке. В случае нечетного числа электронов на оболочке атома суммарный спин может принимать только полуцелые значения $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ до половины от числа электронов на оболочке. Спиновый момент импульса оболочки атома равен $\sqrt{S(S+1)}\hbar$, где S — полный спин оболочки.

Согласно квантовой механике орбитальный момент импульса электрона тоже может принимать только некоторые значения, которые удовлетворяют формуле $\sqrt{L(L+1)}\hbar$ при целочисленном значении L . Как говорят орбитальный момент импульса квантуется. Здесь L — квантовое число орбитального момента импульса, оно может принимать значения $L = 0, 1, 2, \dots$

В так называемом приближении LS -связи для электронной оболочки атома сначала нужно сложить орбитальные моменты импульса разных электронов друг с другом и получить орбитальный момент электронной оболочки L . Потом нужно сложить спины разных электронов друг с другом и получить спин электронной оболочки S . И наконец, сложить орбитальный и спиновый моменты импульса электронной оболочки и получить полный момент импульса электронной оболочки J . Все они складываются как векторы. Так орбитальный момент импульса с длиной $|\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)}\hbar$ и спиновый момент импульса с длиной $|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar$ складываются в полный момент импульса $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ с длиной $|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar$, где J — квантовое число полного момента импульса. Длина суммы двух векторов находится в пределах от модуля разности длин до суммы длин двух векторов, поэтому квантовое число J может принимать значения от $|L - S|$ до $|L + S|$ с шагом единица: $J = |L - S|, |L - S| + 1, |L - S| + 2, \dots, |L + S|$.

С учетом орбитального и спинового моментов импульса:

$\vec{m} = -\frac{e}{2m_e c} g \vec{J}$, где $1 \leq g \leq 2$, \vec{J} — полный момент импульса. Здесь g —

это поправочный множитель — множитель Ланде или фактор Ланде. Согласно квантовой теории

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

Частота ларморовской прецессии тоже содержит множитель Ланде, то есть

$$\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} g \vec{B}.$$

И действительно. Рассмотрим атом, как магнитный диполь. В магнитном поле на магнитный диполь будет действовать момент сил

$$\vec{M} = [\vec{m}, \vec{B}].$$

Момент сил равен производной от момента импульса по времени

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} = [\vec{m}, \vec{B}] = [\gamma \vec{L}, \vec{B}] = [-\gamma \vec{B}, \vec{L}] \quad \Rightarrow \quad \frac{d\vec{L}}{dt} = [-\gamma \vec{B}, \vec{L}].$$

Сравним это с вращением твердого тела

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{V} = [\vec{\omega}, \vec{r}] \quad \Rightarrow \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = [\vec{\omega}, \vec{r}].$$

Из сравнения двух правых формул следует, что момент импульса вращается вокруг магнитного поля с угловой скоростью

$$\vec{\Omega} = -\gamma \vec{B} = \frac{e}{2m_e c} g \vec{B}.$$

Здесь, таким образом, доказано, что, если ларморовская прецессия есть, то ее частота $\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} g \vec{B}$.

Диамagnetизм.

Магнитное поле \vec{B} вызывает намагниченность среды \vec{M} следующим образом:

$$\vec{B} \rightarrow \vec{\Omega} \rightarrow \vec{L} \rightarrow \vec{m} \rightarrow \vec{M}.$$

Рассмотрим эту цепочку в обратную сторону.

$$\vec{M} = n \cdot \vec{m} = n \cdot \gamma \vec{L} = -n \cdot \frac{e}{2m_e c} g \cdot \vec{L} = -n \cdot \frac{e}{2m_e c} g \cdot I \vec{\Omega} = -nI \left(\frac{e}{2m_e c} g \right)^2 \vec{B}.$$

Здесь n — концентрация диполей с магнитным моментом \vec{m} , γ — гиромагнитное отношение, \vec{L} — механический момент импульса каждого атома, $1 < g < 2$ — фактор Ланде, I — момент инерции электронной оболочки атома, $\vec{\Omega}$ — угловая скорость вращения электронной оболочки, $e > 0$ — модуль

заряда электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света, \vec{B} — магнитное поле. И так

$$\vec{M} = -nI \left(\frac{e}{2m_e c} g \right)^2 \vec{B}.$$

В системе СИ: $\vec{M} = -nI \left(\frac{e}{2m_e} g \right)^2 \vec{B}$ и $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \mu \vec{H}.$

Найдем теперь магнитную проницаемость μ .

$$\vec{H} = \vec{B} - 4\pi \vec{M} = \vec{B} + 4\pi nI \left(\frac{e}{2m_e c} g \right)^2 \vec{B} \quad \Rightarrow$$

$$\vec{H} = \left(1 + 4\pi nI \left(\frac{e}{2m_e c} g \right)^2 \right) \vec{B} \quad \Rightarrow$$

с учетом $\vec{B} = \mu \vec{H}$ получаем:

$$\mu = \frac{1}{1 + 4\pi nI \left(\frac{e}{2m_e c} g \right)^2} \approx 1 - 4\pi nI \left(\frac{e}{2m_e c} g \right)^2 < 1.$$

В системе СИ: $\mu \approx 1 - \mu_0 nI \left(\frac{e}{2m_e} g \right)^2 < 1.$

Для диамагнетиков $\mu < 1$.

Диамагнетизм есть у всех материалов, но у парамагнетиков и ферромагнетиков намагниченностью за счет диамагнетизма пренебрегают по сравнению с другими вкладами в намагниченность.

Парамагнетизм газов в слабых полях.

(неквантовая теория)

Парамагнетики — это вещества, состоящие из атомов, которые имеют магнитный момент без внешнего магнитного поля.

Факультативная вставка.

Атомы парамагнетика — жесткие магнитные диполи. $\vec{m} \equiv \frac{I}{c} \vec{S}$ —

магнитный дипольный момент рамки площадью \vec{S} с током I ,
 $\vec{m} \equiv \frac{I}{c} \vec{S} = \frac{I}{2c} \oint_l [\vec{r}, d\vec{r}] = \frac{I}{2c} \oint_l [\vec{r}, d\vec{l}] = \frac{1}{2c} \int_V [\vec{r}, \vec{j}] dV$ — орбитальный магнитный

момент электронной оболочки атома.

Конец факультативной вставки.

Выражение для энергии магнитного диполя $W = -(\vec{m}, \vec{B})$ очень похоже на выражение для энергии электрического диполя $W = -(\vec{p}, \vec{E})$. Поэтому для слабых магнитных полей и без учета квантовых эффектов теория парамагнетизма в газах полностью аналогична теории поляризации полярных газообразных диэлектриков с точностью до замены:

$$\begin{cases} \vec{p} \rightarrow \vec{m} \\ \vec{E} \rightarrow \vec{B} \\ \vec{P} \rightarrow \vec{M} \end{cases}$$

Факультативная вставка.

Теорию поляризации полярных диэлектриков в сильных электрических полях не рассматривают, так как заметные нелинейные по полю эффекты могли бы проявиться только в таких сильных полях, в которых наступает электрический пробой газа, а напряженность электрического поля при этом падает. Газ превращается в ионизованный проводящий газ — плазму.

В сильном магнитном поле в отличие от сильного электрического поля никакого пробоя не наступает. Поэтому имеет смысл рассматривать теорию парамагнетизма в сильных магнитных полях. Мы этого делать не будем, чтобы не заострять внимания на математических выкладках.

В квантовой теории парамагнетизма учитывается, что проекция момента импульса атома на направление магнитного поля может принимать только дискретные значения $J_z \hbar$, где ось z направлена вдоль магнитного поля \vec{B} , J_z — квантовое число проекции полного момента импульса атома на направление магнитного поля \vec{B} . Величина J_z может принимать следующие значения $J_z = -J, -J + 1, -J + 2, \dots, J - 1, J$. Здесь J — квантовое число полного момента импульса атома, векторной суммы орбитального L и спинового S моментов импульса.

Дискретность проекции момента импульса $J_z \hbar$ приводит к дискретности проекции магнитного момента электронной оболочки атома $m_z = \gamma \cdot J_z \hbar$ и к дискретности энергии магнитного диполя атома: $W = -m_z B$. Ниже следующие интегралы при этом заменяются конечными суммами.

Конец факультативной вставки.

Мы не будем рассматривать квантовую теорию парамагнетизма, заметим только, что ее предсказания для намагниченности близки к предсказаниям неквантовой классической теории, которую мы и рассмотрим.

$d\xi \sim e^{-\frac{W}{kT}} \cdot d\Omega$ — вероятность направления магнитного диполя в телесный угол $d\Omega$ с учетом распределения Больцмана по энергиям W .

Энергию магнитного диполя W можно выразить через θ — угол между векторами \vec{m} и \vec{B} :

$$W = -(\vec{m}, \vec{B}) = -|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta).$$

Телесный угол тоже может быть выражен через угол θ :

$$d\Omega = \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot d\varphi.$$

От угла φ сферической системы координат ничего не зависит. Тогда после суммирования по углам φ получим

$$d\Omega = 2\pi \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta.$$

Подставим выражения для энергии W и телесного угла $d\Omega$ в формулу для вероятности $d\xi$ и получим:

$$\begin{aligned} d\xi &= A \cdot e^{-\frac{W}{kT}} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta = A \cdot e^{-\frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT}} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \approx \\ &\approx A \cdot \left(1 + \frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT} \right) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \end{aligned}$$

Здесь экспонента заменена отрезком ряда Тейлора с учетом того, что магнитное поле слабое.

Константу A можно найти из условия нормировки: $\int d\xi = 1 \Rightarrow$

$$1 = \int_0^\pi A \cdot \left(1 + \frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT} \right) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta = 2A \Rightarrow A = \frac{1}{2} \Rightarrow$$

$$d\xi = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT} \right) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta$$

$$M = n \cdot \langle |\vec{m}| \rangle = n \cdot \langle (\vec{m})_B \rangle = n \cdot \int (\vec{m})_B \cdot d\xi = n \cdot \int |\vec{m}| \cdot \cos(\theta) \cdot d\xi \Rightarrow$$

$$M = n \cdot \int_0^\pi |\vec{m}| \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT} \right) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta =$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \frac{n \cdot |\vec{m}|^2 \cdot B}{kT} \cdot \int_0^\pi \cos^2(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta = \frac{1}{2} \cdot \frac{n \cdot |\vec{m}|^2 \cdot B}{kT} \cdot \frac{2}{3} = \frac{n \cdot |\vec{m}|^2 \cdot B}{3kT} \Rightarrow$$

$$\vec{M} = \frac{n \cdot |\vec{m}|^2}{3kT} \vec{B}$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M} \Rightarrow$$

$$\vec{H} = \vec{B} - 4\pi \vec{M} = \vec{B} - 4\pi \cdot \frac{n \cdot |\vec{m}|^2 \cdot \vec{B}}{3kT} = \left(1 - \frac{4\pi n \cdot |\vec{m}|^2}{3kT} \right) \vec{B} \Rightarrow$$

$$\vec{B} = \frac{1}{1 - \frac{4\pi n \cdot |\vec{m}|^2}{3kT}} \vec{H}$$

Но $\vec{B} = \mu \vec{H}$, тогда

$$\mu = \frac{1}{1 - \frac{4}{3} \pi \frac{n \cdot |\vec{m}|^2}{kT}} \approx 1 + \frac{4}{3} \pi \frac{n \cdot |\vec{m}|^2}{kT} \quad \Rightarrow$$

Для парамагнетиков $\mu > 1$.

$$\text{В системе СИ: } \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{и} \quad \mu \approx 1 + \mu_0 \frac{n \cdot |\vec{m}|^2}{3kT}.$$

Факультативная вставка.

Что изменится, если допустить рассмотрение сильных магнитных полей?

Для вероятности нужно оставить выражение в виде

$$d\xi = A \cdot e^{-\frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT}} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta.$$

Для сильного поля экспоненту нельзя заменить отрезком ряда Тейлора.

Константу A по-прежнему можно найти из условия нормировки: $\int d\xi = 1$.

Тогда

$$1 = \int_0^\pi A \cdot e^{-\frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT}} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta = A \int_{-1}^{+1} e^{-\frac{|\vec{m}| \cdot B \cdot \cos(\theta)}{kT}} d(\cos(\theta))$$

Обозначим для краткости $\eta = \frac{|\vec{m}| B}{kT}$ и $\zeta = \cos(\theta)$. Тогда

$$1 = A \int_{-1}^{+1} e^{\eta \zeta} d\zeta = A \frac{e^\eta - e^{-\eta}}{\eta}$$

Откуда

$$A = \frac{\eta}{e^\eta - e^{-\eta}}$$

и

$$d\xi = \frac{\eta}{e^\eta - e^{-\eta}} e^{\eta \cdot \cos(\theta)} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta$$

По-прежнему

$$M = n \cdot \langle |\vec{m}| \rangle = n \cdot \langle (\vec{m})_B \rangle = n \cdot \int (\vec{m})_B \cdot d\xi = n \cdot \int |\vec{m}| \cdot \cos(\theta) \cdot d\xi =$$

$$= n \cdot |\vec{m}| \cdot \int_0^\pi \cos(\theta) \frac{\eta}{e^\eta - e^{-\eta}} e^{\eta \cdot \cos(\theta)} \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta$$

Опять $\zeta = \cos(\theta)$ и

$$M = n \cdot |\vec{m}| \cdot \frac{\eta}{e^\eta - e^{-\eta}} \int_{-1}^1 \zeta e^{\eta \zeta} d\zeta = n \cdot |\vec{m}| \cdot \frac{1}{\eta (e^\eta - e^{-\eta})} \int_{-\eta}^{\eta} \mu e^\mu d\mu$$

где сделана замена переменной интегрирования $\mu = \eta \zeta$. И окончательно

$$M = n \cdot |\vec{m}| \cdot \left(\frac{e^\eta + e^{-\eta}}{e^\eta - e^{-\eta}} - \frac{1}{\eta} \right), \text{ где } \eta = \frac{|\vec{m}|B}{kT}.$$

В очень сильном магнитном поле \vec{B} , когда $\eta \rightarrow \infty$, все магнитные диполи повернутся вдоль поля \vec{B} , и намагниченность $M \approx n \cdot |\vec{m}|$ перестает расти с увеличением поля — это насыщение намагниченности.

Конец факультативной вставки.

Свойства ферромагнетиков.

1). $\mu \gg 1$

$$\begin{cases} B \gg H \\ \vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \end{cases} \Rightarrow B \approx 4\pi M \Rightarrow$$

Для ферромагнетиков магнитная индукция и намагниченность — почти одно и то же с точностью до коэффициента 4π .

В системе СИ: $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$, откуда $\vec{B} \approx \mu_0\vec{M}$.

2). Теория Вейсса.

Теория Вейсса — это теория ферромагнетизма, которую мы рассматривать не будем.

В этой теории в качестве исходного пункта взято необычное выражение для энергии атомарного магнитного диполя. Вместо $W = -(\vec{m}, \vec{B})$ постулируется, что $W = -(\vec{m}, \vec{B} + b\vec{M})$, где $b\vec{M}$ — так называемое молекулярное поле, $b > 0$ — константа своя для каждого ферромагнетика.

Придуманное Вейссом молекулярное поле $b\vec{M}$ стремится удержать диполи в направлении намагниченности \vec{M} аналогично тому, как поле \vec{B} стремится удержать диполи в направлении поля \vec{B} в случае $W = -(\vec{m}, \vec{B})$. Молекулярное поле введено, чтобы объяснить, почему при устранении внешнего поля \vec{B} диполи остаются направленными в одну сторону, и получается постоянный магнит.

Дальнейшее построение теории Вейсса аналогично теории парамагнетизма только вместо $W = -(\vec{m}, \vec{B})$ нужно везде подставить $W = -(\vec{m}, \vec{B} + b\vec{M})$.

3). Доменная структура ферромагнетиков.

Ферромагнетизм наблюдается только в твердом теле. Ферромагнетик состоит из доменов. Характерный размер доменов (10—100) мкм. Внутри одного домена магнитные диполи атомов направлены в одну сторону. Магнитные моменты разных доменов направлены хаотически.

Согласно квантовой теории, когда электронные оболочки двух атомов соприкасаются, между атомами возникает обменное взаимодействие.

В результате обменного взаимодействия магнитные моменты соседних атомов стремятся повернуться в одну сторону. Причина этого стремления лежит в тождественности электронов.

Факультативная вставка.

В твердом теле намагниченность создается только за счет спинов электронов, орбитальная намагниченность отсутствует.

В квантовой механике есть соотношение неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}.$$

Здесь Δx — среднеквадратичное отклонение от среднего значения x -координаты, при многократных попытках измерить x -координату электрона в одних и тех же условиях, Δp_x — среднеквадратичное отклонение x -проекции импульса электрона от среднего значения.

При приближении двух атомов друг к другу, когда их электронные оболочки начинают соприкасаться, электроны из разных атомов могут меняться местами. При этом неопределенность Δx в положении каждого электрона возрастает

$$\Delta x \nearrow \Rightarrow \Delta p_x \searrow \Rightarrow \langle p_x^2 \rangle \searrow \Rightarrow \langle p^2 \rangle \searrow \Rightarrow E_{кин} \searrow \Rightarrow E_{полная} \searrow.$$

Любая система стремится к минимуму энергии. Если соседним атомам легче обмениваться электронами, когда спины и магнитные диполи электронов направлены в одну сторону, то магнитные моменты электронов будут направлены в одну сторону за счет энергии обменного взаимодействия.

Если атомы имеют незаполненную внешнюю электронную оболочку, то обменная энергия отрицательна для пары электронов с противоположно направленными спинами. При этом соседние атомы имеют противоположно направленные магнитные моменты. Суммарный магнитный диполь каждой пары атомов равен нулю. Это так называемые антиферромагнетики.

Если же не заполнена электронами внутренняя оболочка атома, как например, для атомов железа, то обменная энергия отрицательна для электронов с одинаково направленными спинами. В таком случае вещество — ферромагнетик.

Конец факультативной вставки.

Любая система стремится к минимуму энергии. Энергия обменного взаимодействия ферромагнетиков минимальна при одинаковом направлении магнитных диполей соседних атомов.

С другой стороны, если все магнитные диполи направлены в одну сторону, то образец намагничен и создает вокруг себя магнитное поле. Это магнитное поле имеет энергию, объемная плотность которой $w = \frac{(\vec{B}, \vec{H})}{8\pi}$.

Энергия магнитного поля минимальна, когда магнитные диполи образца направлены случайным образом — хаотично.

Чтобы минимизировать сумму энергии обменного взаимодействия и энергии магнитного поля, образец самопроизвольно распадается на так

называемые домены разных размеров (10—100) мкм для разных ферромагнетиков.

В каждом домене магнитные диполи направлены в одну сторону, а магнитные диполи разных доменов направлены хаотически. Если домены малы, то магнитное поле всего образца мало, и мала энергия магнитного поля. Если домены не слишком малы, то большинство атомов находится внутри домена, а не на его поверхности. Для атомов внутри домена энергия обменного взаимодействия минимальна. Так минимизируется сумма энергии магнитного поля и энергии обменного взаимодействия.

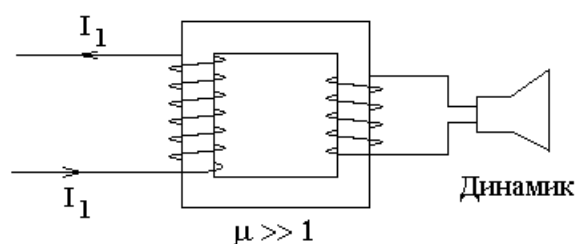
4). Точка Кюри.

При нагревании ферромагнитного материала есть критическая температура, при которой происходит фазовый переход из ферромагнитного состояния в парамагнитное состояние.

Эта критическая температура и называется температурой Кюри или точкой Кюри.

5). Эффект Баркгаузена.

Эффект Баркгаузена состоит в том, что в следующей схеме



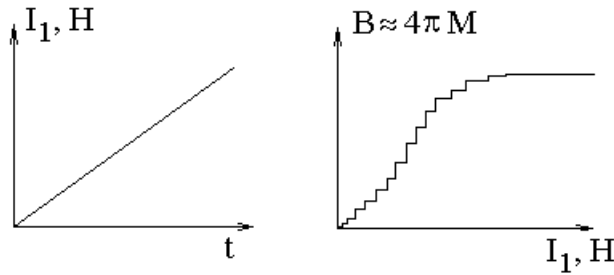
слышны щелчки из динамика, включенного во вторичную обмотку трансформатора, когда в первичной обмотке изменяется сила тока.

Во внешнем магнитном поле домены, направленные по полю, растут, а направленные против поля — тают. Это можно увидеть в микроскоп. Переход атома из одного домена в другой происходит без пространственного перемещения атома, происходит только за счет поворота магнитного диполя электронной оболочки пограничного атома из направления, соответствующего одному домену, в направление, соответствующее соседнему домену.

Изменение границ доменов происходит скачками от одного дефекта структуры, вызванного атомом примеси, до другого дефекта. Эти скачки и вызывают эффект Баркгаузена — щелчки из динамика, включенного во вторичную обмотку трансформатора, когда в первичной обмотке изменяется сила тока.

Пусть, например, сила тока линейно нарастает со временем. Тогда напряженность магнитного поля $H \sim I_1$ пропорциональна току I_1 в первичной обмотке и скачков не испытывает, так как согласно теореме о циркуляции:

$$Hl = \frac{4\pi}{c} NI_1.$$

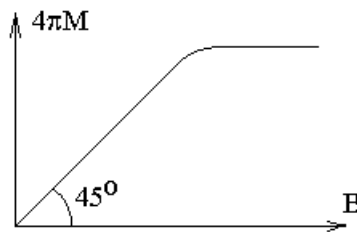


При изменении напряженности поля H скачками меняется намагниченность M вместе с магнитной индукцией $B \approx 4\pi M$. Скачок магнитной индукции сопровождается скачком потока магнитной индукции $\Phi_B = NBS$, что означает бесконечную производную от потока по времени и бесконечную ЭДС индукции: $\mathcal{E}_{инд} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi_B}{dt}$. Эти короткие импульсы напряжения во вторичной обмотке и проявляются в виде щелчков в динамике.

На самом деле скачок намагниченности происходит за конечное, хотя и малое время. По этой причине на частотах в сотни мегагерц и выше ферромагнетизма нет.

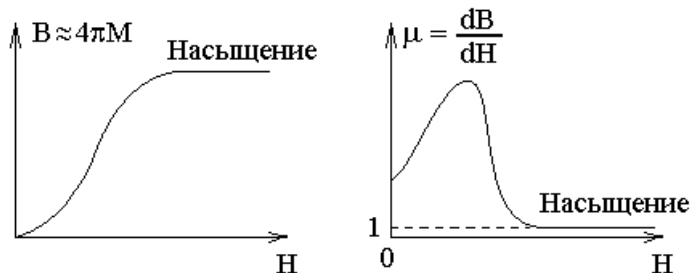
6). Насыщение намагниченности.

Намагниченность среды M зависит от магнитного поля B , но эта зависимость мало информативна, так как для любого ферромагнетика $B \approx 4\pi M$, и зависимость $4\pi M$ от B — это прямая линия под углом 45° :



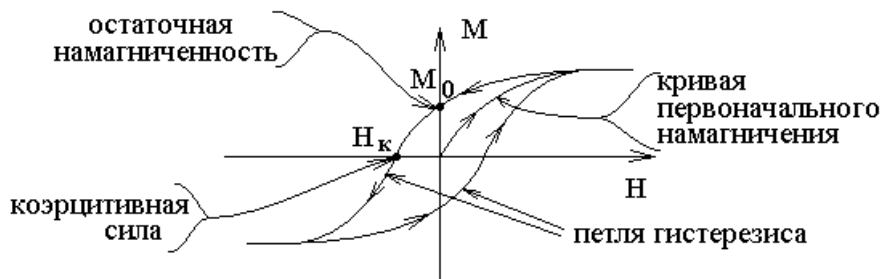
Поэтому рассматривают более информативную зависимость намагниченности M или магнитной индукции $B \approx 4\pi M$ от напряженности магнитного поля H . При малых напряженностях намагниченность быстро возрастает с ростом напряженности, а при больших — перестает расти. Это происходит, когда все магнитные диполи оказываются направлены вдоль магнитного поля.

Прекращение роста намагниченности — это и есть насыщение намагниченности.



7). Гистерезис (отставание).

Изменение намагниченности M отстает от изменения напряженности магнитного поля H . При изменении напряженности в одну, другую сторону, и обратно, зависимость намагниченности от напряженности образует петлю — так называемую петлю гистерезиса.



Если в начальный момент времени напряженность поля и намагниченность среды были равны нулю, то зависимость $M(H)$ описывает кривую первоначального намагничивания или первоначальной намагниченности.

Если после насыщения намагниченности убрать напряженность магнитного поля, то оставшееся значение намагниченности M_0 называется остаточной намагниченностью (постоянного магнита).

Напряженность магнитного поля H_K , необходимая для устранения остаточной намагниченности M_0 называется коэрцитивной силой.