

Конспект лекций по курсу общей физики
Часть II
“Электричество и магнетизм”

Лекция № 10

7. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

7.1. Природа магнитных полей в веществе

Экспериментально доказано, что все вещества обладают магнитными свойствами, т.е. тем или иным способом реагируют на внешнее магнитное поле, кроме того, могут создавать собственное магнитное поле. Различают вещества с **парамагнитными**, **диамагнитными** и **ферромагнитными** свойствами. **Ферромагнетики** и **антиферромагнетики** относятся к

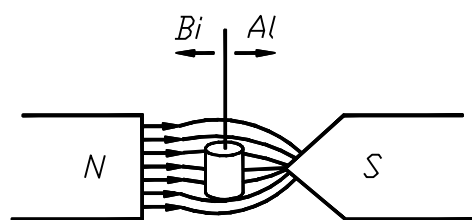


Рис. 58

веществам интенсивно взаимодействующим с магнитным полем. Слабый магнитный эффект **диа** - и **парамагнетиков** имеет разный знак. Так, маленький цилиндр из висмута слабо выталкивается (рис. 58) из области сильного магнитного поля заостренного полюса, как и другие **диамагнетики**. Цилиндр из алюминия незначительно смещается в сторону сильного

поля, как и другие **парамагнетики**.

Свойства магнетиков, механизм магнитных эффектов интерпретируются построением моделей магнетиков, учитывающих особенности их поведения в магнитном поле.

Выясним природу диа -, пара - и ферромагнетизма. Главным свойством магнетиков является **намагничивание**. **Намагничиванием называется явление возникновения в веществе объемного макроскопического магнитного момента**. Происхождение магнитного момента связано с незатухающими кольцевыми токами внутри атомов и молекул вещества, по аналогии с тем, как стационарные магнитные поля порождаются электрическими токами. **Токи, создающие магнитные моменты и не дающие вклад в макроскопические токи проводимости, называются токами намагничивания**. Магнитный момент атома складывается из трех магнитных моментов: электронного орбитального, электронного спинового и ядерного.

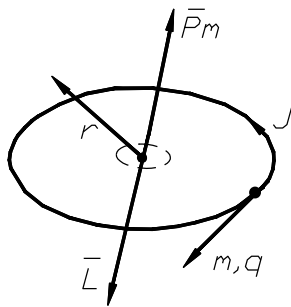
Орбитальному движению частицы m соответствует величина механического момента

$$\vec{L} = m r^2 \vec{\omega}, \quad (71)$$

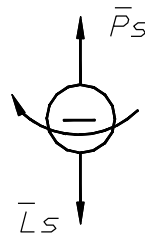
где r - радиус круговой орбиты, ω - собственная частота вращения (рис. 59, а).

Орбитальному движению заряда q соответствует магнитный момент

$$\bar{p}_m = JS = (qv)S = \left(q \frac{v}{2\pi r} \right) S = \left(\frac{qr^2}{2} \right) \bar{\omega}. \quad (72)$$



а



в

Рис. 59

С учетом знака электрона направления векторов $\bar{L}$ и $\bar{p}_m$ противоположны, величины магнитного и механического моментов связаны так называемым **гиромагнитным отношением**

$$\bar{p}_m = -\frac{q}{2m} \bar{L}_m. \quad (73)$$

Полученное соотношение справедливо всегда, т.к. содержит только фундаментальные

постоянные.

Для объяснения ряда экспериментальных фактов классическая механика предполагает еще вращение электрона вокруг собственной оси (рис. 59, в). По чисто квантовомеханическим причинам отношение собственного магнитного момента электрона p_S к собственному механическому моменту (**спину**) электрона $\bar{L}_S$ в два раза больше орбитального соотношения:

$$\bar{p}_S = -\frac{q}{m} \bar{L}_S \quad (74)$$

Полный механический момент атома с несколькими электронами и его полный магнитный момент представляют некоторую комбинацию орбитальных и спиновых моментов электронов. Ядерным механическим и магнитным моментами, за величину и направление которых ответственны протоны и нейтроны ядра, и их орбитальным и собственным вращением по своего рода орбитам можно пренебречь, их величина в тысячи раз меньше электронных моментов.

7.2. Ларморова прецессия.

Сущность явлений диамагнетизма и парамагнетизма

Частота вращения электронов в атоме изменяется, если атом поместить в магнитное поле. При отсутствии магнитного поля собственная частота ω_0 вращения электрона по окружности радиуса r зависит от величины силы взаимодействия электрона и ядра, сила притяжения электрона ядром является центростремительной силой (рис. 59, а):

$$F_y = m\omega_0^2 r. \quad (75)$$

В магнитном поле с индукцией $\vec{B}$, направленной перпендикулярно плоскости орбиты электрона вдоль радиуса, действует сила Лоренца, (см. рис. 60, а) абсолютное значение которой равно

$$F_y = |q| \omega r B, \quad (76)$$

а ее направление зависит от направления вектора магнитной индукции. Частота вращения ω электрона по орбите в магнитном поле отличается от собственной частоты ω_0 .

Уравнение движения электрона в магнитном поле имеет вид

$$F_y \pm |q| \omega r B = m \omega^2 r. \quad (77)$$

Центростремительная сила настолько велика, что не изменяется внешними полями, поэтому радиус орбиты не меняется. Решая систему уравнения (75) и (77), получим из уравнения

$$\pm |q| \omega r B = m r (\omega^2 - \omega_0^2) \quad (78)$$

дополнительную угловую скорость движения электрона в магнитном поле

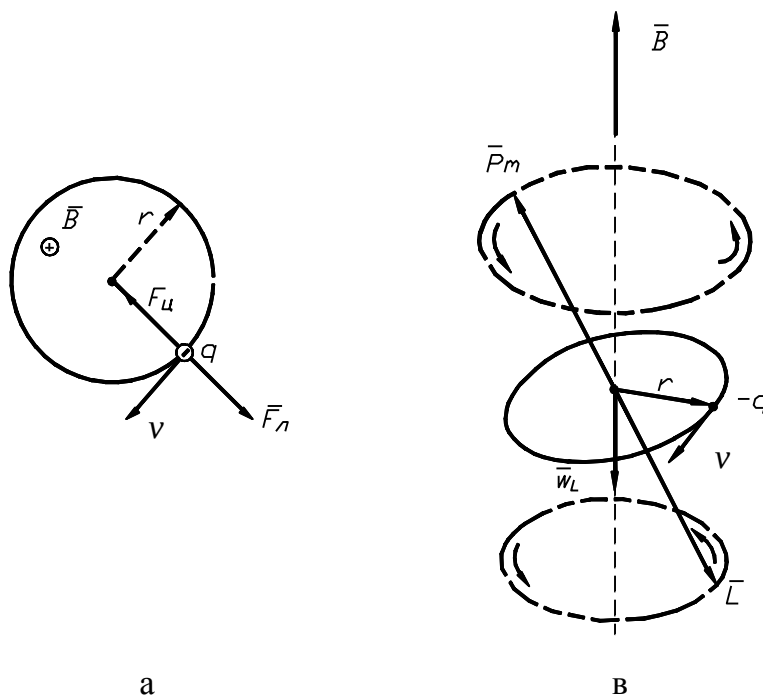


Рис. 60

$$\omega_L = \frac{|q| B}{2m} \quad (79)$$

(использовали преобразование $\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0) \approx 2\omega \Delta\omega$, где $|\Delta\omega| = |\omega - \omega_0| \ll \omega$), которая называется *ларморовой*.

Образование дополнительной угловой скорости вращения без изменения радиуса орбиты можно представить в виде дополнительного

вращения атома как целого с частотой ω_L , само дополнительное вращение атома называется прецессией (рис. 60, в), т.е. атом в магнитном поле совершает прецессионное движение. Оно называется ларморовой прецессией.

Обусловленное прецессией дополнительное движение электронов приводит к возникновению индуцированного магнитного момента атома, направленного против поля.

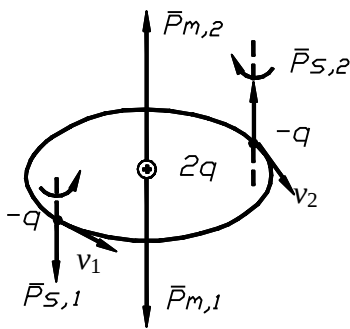


Рис. 61

В чистом виде это явление наблюдается в **диамагнетиках**. Механизм диамагнитного эффекта можно показать на модели атома гелия (рис. 61). Опытным путем установлено, что атом гелия не имеет магнитного момента. Это означает, что орбитальные магнитные моменты $\bar{p}_m$ и спиновые магнитные моменты $\bar{p}_s$ двух электронов точно сбалансированы, т.е. их сумма равна нулю.

Дополнительные индуцированные магнитные моменты двух электронов направлены одинаково, но противоположно внешнему магнитному полю, диамагнетик вытесняется из магнитного поля. Явление диамагнетизма универсально, ибо универсальной является сущность явления: в атоме любого вещества возникает магнитный момент и дополнительное магнитное поле.

Диамагнетиками являются атомы металлов (медь, золото, висмут и др), ионы Na^+ и Cl^- , атомы инертных газов. Электронная оболочка таких атомов замкнута (заполнена полностью), магнитные моменты скомпенсированы.

Парамагнетики

Парамагнетиками являются вещества, атомы или молекулы которых обладают магнитным моментом. Электронная оболочка в этом случае заполнена частично, общее число электронов нечетно, следовательно, спин одного из электронов оказывается нескомпенсированным. В магнитном поле возникает преимущественная ориентация магнитных моментов в направлении индукции. Кроме того, магнитные моменты испытывают прецессионное движение вокруг направления вектора индукции без изменения угла между ними.

Явление парамагнетизма не является универсальным, ибо не универсальной является сущность явления: не все вещества имеют атомы или молекулы, которые обладают собственным магнитным моментом. Парамагнетиками являются некоторые металлы (алюминий, платина, редкоземельные элементы и др.), водные растворы ряда солей, кислород, окись азота.

Очевидна зависимость эффекта парамагнетизма от температуры и независимость эффекта диамагнетизма от температуры. Тепловое движение способно разупорядочить выстроенность магнитных моментов, но не может повлиять на орбитальное и спиновое движение электрона.

7.3. Ферромагнетизм. Гистерезис

Механизмы намагничивания диа-, пара- и ферромагнетиков различны. В рамках классической теории магнетизма механизм возникновения ферромагнетизма и свойства ферромагнетиков могут быть описаны качественно.

Величинами, характеризующими магнитное поле в веществе, являются вектор намагниченности $\bar{J}$, магнитная восприимчивость χ и магнитная проницаемость μ .

Вектор намагниченности $\bar{J}$ определяется отношением магнитного момента элементарного физического объема к объему:

$$\bar{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum \bar{p}_{mi}, \quad (80)$$

где ΔV - элементарный объем, $\bar{p}_{mi}$ - магнитные моменты молекул.

Другими словами, вектор намагниченности есть объемная плотность магнитного момента магнетика.

Магнитная восприимчивость χ характеризует связь намагниченности вещества с магнитным полем в этом веществе:

$$\chi = \frac{\bar{J}}{H}, \quad (81)$$

где H - напряженность магнитного поля.

Магнитная проницаемость μ характеризует связь индукции магнитного поля $\bar{B}$ в веществе с напряженностью H действующего магнитного поля:

$$\bar{B} = \mu_0 \mu H, \quad (82)$$

где μ_0 - магнитная постоянная.

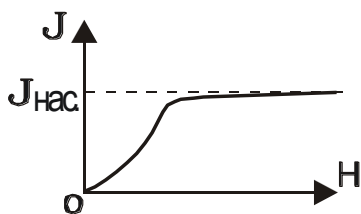


Рис. 62

Два последних уравнения справедливы для диа- и парамагнетиков. Магнитная восприимчивость ферромагнетиков является функцией напряженности внешнего магнитного поля, зависимость $J(H)$ не линейная, намагниченность имеет предел, называемый намагниченностью насыщения (рис. 62).

Зависимость $B(H)$ также не линейная, кривая намагничивания ферромагнетиков в периодическом магнитном поле H (рис. 63) имеет вид петли, называемой *петлей гистерезиса*. Результирующая намагниченность B в нулевом внешнем поле сначала равна нулю (точка O). По мере роста H намагниченность увеличивается и достигает некоторой постоянной величины $B_{нас}$, выше которой она уже не поднимается, несмотря на дальнейшее

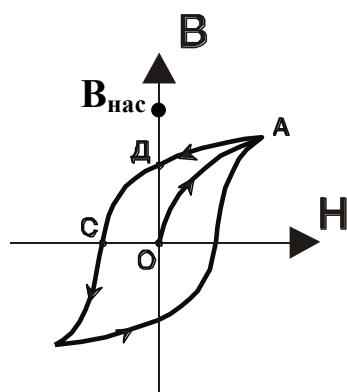


Рис. 63

увеличение поля H . **Намагниченность не увеличивается безгранично при увеличении напряженности внешнего магнитного поля, а имеет предел, называемый намагниченностью насыщения.**

Когда поле H уменьшается до нуля, намагниченность B все еще будет иметь конечную положительную величину, т.е. **остаточную** намагниченность (отрезок OD), ферромагнетик в этом состоянии называется **постоянным магнитом**. Для достижения нулевой намагнитенности (точка C) требуется приложить обратное размагничивающее поле. Эта напряженность называется задерживающей или коэрцитивной силой ферромагнетика.

Материалы с малым значением коэрцитивной силы называются “мягкими” в магнитном отношении материалами. Магнитная проницаемость таких материалов большая и они используются в электротехнике переменных полей, в частности в трансформаторах.

Высококоэрцитивные материалы классифицируются как “жесткие” в магнитном отношении материалы. Магнитная проницаемость таких материалов относительно низкая, они очень трудно намагничиваются и размагничиваются, используются для создания постоянных магнитов.

Экспериментально установлено, что ферромагнетизм обусловлен спинами электронов. Ферромагнетики обладают свойством спонтанной намагнитенности, это означает, что при отсутствии внешних магнитных полей, в силу внутренних причин, спины электронов сориентированы в одном общем направлении (рис. 64, а), результирующая намагнитенности направлена вверх и ферромагнетик представляет собой домен, намагнитенный до насыщения. В соседних доменах направление вектора намагнитенности различно. Результирующая намагнитенность может, следовательно, принимать различные значения от нуля (когда векторная сумма намагнитенностей отдельных доменов равна нулю) до некоторого максимального значения, когда тело можно считать одним доменом.

В ферромагнетике реализуются лишь структуры минимальной энергии. Расчеты показывают, что при нулевой результирующей намагнитенности полная энергия конфигурации в - наибольшая, с - несколько меньше, d - еще меньше. Домены в виде трехгранных призм, называемые замыкающими доменами, замыкают магнитный поток внутри ферромагнетика и таким

образом предотвращают образование полюсов на верхней и нижней поверхностях образца.

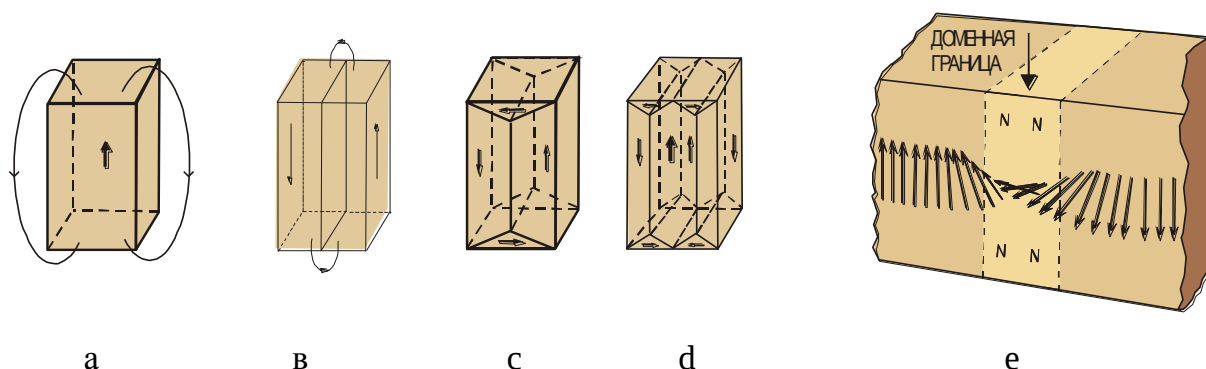
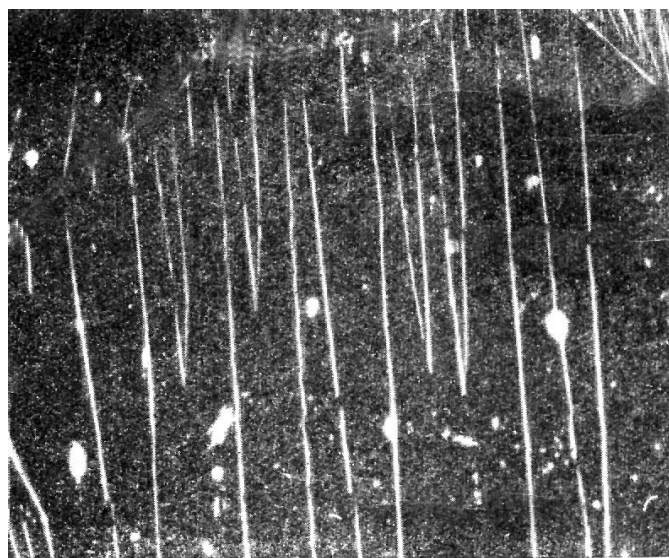


Рис. 64

Размеры доменов - порядка 10^{-2} - 10^{-3} см, их можно наблюдать в микроскоп. Граница между доменами имеет конечную толщину d (рис 64, е), и ее форма близка к плоскопараллельной пластине. Магнитные моменты всегда лежат в плоскости стенки, так что в веществе не образуется внутренних полюсов. На фотографии темные вертикальные полосы – домены на поверхности образца сплава Fe – Si, светлые линии – границы доменов.



Для всякого ферромагнетика существует температура, при переходе через которую он теряет свои ферромагнитные свойства. Эта переходная температура называется точкой Кюри. Для чистого железа $t_k = 770^\circ\text{C}$, для чистого никеля $t_k = 358^\circ\text{C}$.

Основной вопрос теории ферромагнетизма состоит в объяснении спонтанного намагничивания. Параллельная ориентация спинов энергетически выгодна при так называемом сильном взаимодействии магнитных моментов, или обменном взаимодействии, и рассматриваются только в рамках квантовой теории.