

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ  
БАШКИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ  
ФЕРРОМАГНЕТИКОВ**

*Методические указания к выполнению  
лабораторной работы № 15 по электричеству*

**Уфа  
РИЦ БашГУ  
2018**



Печатается по решению кафедры общей физики БашГУ  
протокол № 7 от 18 мая 2018 г.

Составители: д. ф.-м. н., проф. Альмухаметов Р.Ф.  
к.ф.-м.н., доц. Габдрахманова Л.А.

## ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

**Цель работы:** изучение петли гистерезиса и кривой намагничивания ферромагнетиков.

**Приборы и принадлежности:** электронный осциллограф, ЛАТР, понижающий трансформатор, учебный стенд, соединительные провода.

### Теория

Все вещества при помещении их в магнитное поле намагничиваются, т.е. сами становятся источником магнитного поля. Причину намагничивания можно объяснить существованием круговых токов в пределах атомов. Магнитный момент этих круговых токов равен:

$$\vec{M} = iS\vec{n}, \quad (1)$$

где  $i$ -сила тока;  $S$ - площадь обтекаемого током контура;  $\vec{n}$  - единичный вектор нормали к плоскости витка с током.

Если магнетик не намагничен, то молекулярные токи ориентированы хаотически и суммарный их момент равен нулю. При помещении магнетика в магнитное поле молекулярные токи частично или полностью упорядочиваются. Магнитный момент магнетика равен векторной сумме моментов всех молекулярных токов. Для характеристики магнитного состояния вещества используется магнитный момент единицы объема, который называется **намагниченностью**. Намагниченность является векторной величиной. Единицей измерения намагниченности согласно формуле (1) является ампер на метр (А/м). Это такая намагниченность, при которой вещество объемом  $1\text{ м}^3$  имеет магнитный момент  $1\text{ А} \times \text{м}^2$ .

Индукция магнитного поля  $B$  внутри магнетика складывается из индукции, создаваемой намагничивающей катушкой  $\mu_0 H$ , и средней по объему индукции микроскопических циркулярных токов:

$$B = \mu_0 H + \mu_0 I, \quad (2)$$

где  $I$  — намагниченность магнетика.

В общем случае направления вектора напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  и вектора намагниченности  $\vec{I}$  не совпадают. Для однородных магнетиков направления  $\vec{H}$  и  $\vec{I}$  совпадают. В этом случае связь между намагниченностью и напряженностью магнитного поля выражается соотношением:

$$I = \chi H. \quad (3)$$

Параметр  $\chi$  зависит от рода вещества, от температуры, давления и называется магнитной восприимчивостью.  $\chi$  является безразмерной скалярной величиной.

Подставляя (3) в (2) находим:

$$B = \mu \mu_0 H, \quad (4)$$

где параметр  $\mu = 1 + \chi$  называется относительной магнитной проницаемостью вещества. Относительная магнитная проницаемость показывает, во сколько раз магнитная индукция в магнетике больше магнитной индукции, создаваемой намагничивающей катушкой.

### Классификация магнетиков

В зависимости от характера намагничивания вещества делятся на несколько категорий. Если намагниченность вещества совпадает по направлению с направлением намагничивающего поля, то такие вещества называются **парамагнетиками**. Таким образом, парамагнетики намагничиваются по направлению внешнего магнитного поля. Согласно формуле (3) магнитная восприимчивость парамагнетиков имеет положительный знак  $\chi > 0$ , а магнитная проницаемость  $\mu > 1$ . Парамагнетики втягиваются в магнитное поле.

Если вещества во внешнем поле намагничиваются противоположно полю, то такие вещества называются

**диамагнетиками.** Для диамагнетиков магнитная восприимчивость имеет отрицательный знак  $\chi < 0$ , и  $\mu < 1$ . Диамагнетики выталкиваются из магнитного поля. Выталкивание вещества из магнитного поля или втягивание в него зависит также от магнитной восприимчивости среды. Если у парамагнетика магнитная восприимчивость меньше парамагнитной восприимчивости среды  $\chi < \chi_0$ , то такой парамагнетик ведет себя как диамагнетик, т.е. выталкивается из магнитного поля. Только те парамагнетики втягиваются в магнитное поле, у которых магнитная восприимчивость больше магнитной восприимчивости среды  $\chi > \chi_0$ . Аналогично диамагнетик, у которого магнитная восприимчивость меньше магнитной восприимчивости среды, ведет себя подобно парамагнетику, т.е. втягивается в магнитное поле. Только те диамагнетики выталкиваются из магнитного поля, у которых магнитная восприимчивость больше магнитной восприимчивости среды.

Парамагнетиками являются кислород, алюминий, платина. Диамагнетиками являются азот, вода, серебро, висмут и др.

### **Природа пара- и диамагнетизма**

Для объяснения магнитных свойств мы предположили, что внутри атомов и молекул существуют замкнутые электрические токи – молекулярные токи. Рассмотрим физическую природу этих токов. Как известно, электроны в атоме находятся в состоянии непрерывного движения. Предположим, что электроны обращаются по круговым орбитам. Так как электрон имеет заряд, то движущийся по круговой орбите электрон представляет собой замкнутый электрический ток. Эти токи и являются молекулярными токами.

Если электрон совершает  $\nu$  оборотов в секунду, то сила тока равна  $i = e\nu$ . Магнитный момент такого тока равен:

$$M_L = e\nu S,$$

где  $S$  – площадь орбиты. Если электрон обращается по часовой стрелки, то ток направлен против часовой стрелки. В соответствии с правилом правого винта вектор магнитного момента  $\vec{M}_L$  направлен перпендикулярно к плоскости орбиты снизу вверх (рис. 1).

Момент количества движения электрона, обусловленный его орбитальным движением, равен:

$$L = mrv = m\omega r^2 = 2m\nu S,$$

где  $\omega = 2\pi\nu$  – угловая частота вращения. Направление вектора  $\vec{L}$  также определяется правилом правого винта:  $\vec{L}$  направлен противоположно направлению вектора  $\vec{M}_L$ . Отношение магнитного момента  $M_L$  к механическому моменту  $L$

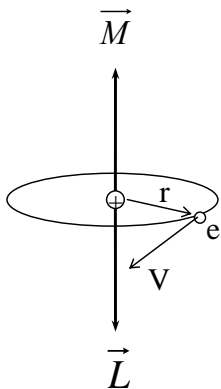


Рис. 1 К объяснению орбитального магнитного момента атома

$$\gamma = \frac{M_L}{L} = -\frac{1}{2}em. \quad (5)$$

не зависит от частоты обращения электрона и параметров орбиты и называется **гиромагнитным отношением**. Знак минус означает, что вектора  $\vec{L}$  и  $\vec{M}_L$  направлены противоположно.

Магнитный момент  $\vec{M}_L$  обусловлен орбитальным движением электрона вокруг ядра, поэтому он называется **орбитальным магнитным моментом**. Экспериментальные исследования показали, что кроме орбитального момента электрон обладает также и собственным механическим моментом - **спином**. Спин электрона можно упрощенно представить как механический момент, связанный с вращением электрона вокруг собственной оси. Однако это не совсем

соответствует действительности. На сегодняшний день установлено, что спин классического аналога не имеет. Спин является таким же неотъемлемым параметром электрона, как заряд и масса. Спином обладают также протон, нейтрон, другие частицы. Спину соответствует спиновый магнитный момент  $\vec{M}_s$ .

Результирующий магнитный момент атома равен векторной сумме орбитальных и спиновых магнитных моментов отдельных электронов:

$$\vec{M} = \vec{M}_L + \vec{M}_s \quad (6)$$

Таким образом, каждый атом обладает определенным магнитным моментом, равным векторной сумме орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов. Так как величина орбитального и спинового моментов не зависит от внешнего магнитного поля, то данный тип магнитного момента атома также от магнитного поля не зависит. Для некоторых атомов суммарный магнитный момент может быть равным нулю вследствие взаимной компенсации спиновых и орбитальных моментов. Вещества, магнитные моменты атомов которых обусловлены орбитальным и спиновым моментами, называются **парамагнетиками**. Так, атомарный водород (электронная конфигурация  $1s^1$ ) на s-подуровне имеет всего один электрон со спином  $1/2$ . Поэтому атомарный водород является парамагнетиком. Для основного состояния молекулярного водорода  $H_2$  два электрона расположены с взаимно противоположными спинами в s- состоянии. Суммарный спиновый, следовательно, и магнитный момент равен нулю. Молекулярный водород не имеет парамагнитного момента. Аналогично, Li является парамагнитным и т.д.

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов вследствие их теплового движения ориентированы хаотически (рис. 2а). Поэтому результирующий момент парамагнетика равен нулю. Во внешнем магнитном



поле на магнитные моменты атомов действуют моменты сил, стремящиеся ориентировать их вдоль внешнего поля. В результате в парамагнетике возникает преимущественная ориентация магнитных моментов, и парамагнетик намагничивается (рис. 2б). Направление магнитного момента парамагнетика совпадает с направлением намагничивающего поля.

С повышением температуры хаотическое движение атомов усиливается. Это приводит к ослаблению ориентировки магнитных моментов атомов в направлении внешнего поля и к уменьшению намагниченности парамагнетика.

Температурная зависимость восприимчивости парамагнетиков подчиняется закону Кюри:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (7)$$

где  $T$  - абсолютная температура;

$$C = \frac{nM_H^2}{3k} \mu_0, \quad (8)$$

где  $n$  - концентрация парамагнитных атомов;  $k$  - постоянная Больцмана;  $M_H^2$  - средняя проекция магнитного момента атома на направление магнитного поля.

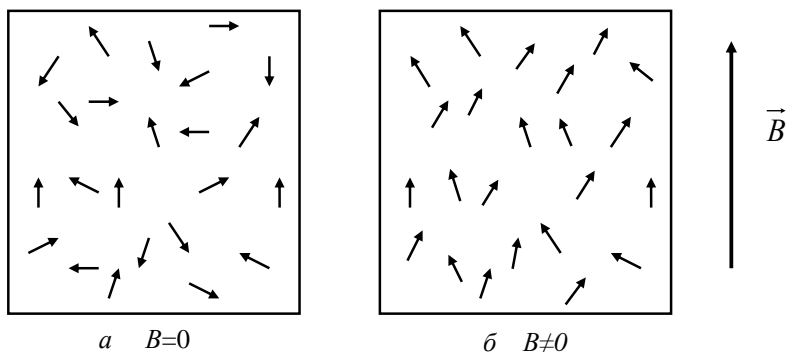


Рис. 2 Парамагнетик в отсутствии магнитного поля (а) и во внешнем магнитном поле (б)

Из выражения (7) видно, что график зависимости  $\chi=f(1/T)$  является линейной (рис. 3), тангенс угла наклона которой равен постоянной С. Определяя из зависимости  $\chi=f(1/T)$  постоянную Кюри С можно найти значение магнитного момента атома  $M_H$ . Для молекул и химических соединений  $M_H$  определяется суммой магнитных моментов составляющих атомов,

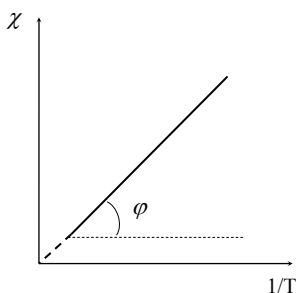


Рис. 3 Зависимость магнитной восприимчивости парамагнетика от обратной температуры

действием этого момента прецессионное движение вокруг направления вектора магнитного поля. Вектор  $\vec{M}$

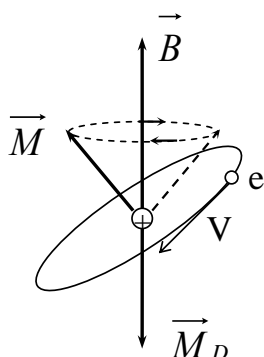


Рис. 4 К объяснению диамагнетизма

следовательно,  $M_H$  зависит от характера химической связи и электронной конфигурации. Поэтому, зная  $M_H$  можно установить электронную конфигурацию и судить о природе химической связи.

Так как вращающийся по орбите электрон представляет собой замкнутый ток, то во внешнем магнитном поле на электронную орбиту действует вращающий момент. Под орбита электрона совершает прецессионное движение вокруг направления вектора магнитного поля. Вектор  $\vec{M}$  при этом описывает конус вокруг направления магнитной индукции  $\vec{B}$  с некоторой угловой скоростью. Можно показать, что величина этой угловой скорости равна:

$$\Omega = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B, \quad (7)$$

где В - индукция магнитного поля. Видно, что скорость прецессии определяется

удельным зарядом электрона, магнитной индукцией и не зависит от угла между  $\vec{B}$  и  $\vec{M}$ . Таким образом, внешнее магнитное поле вызывает дополнительное движение электрона вокруг направления вектора  $\vec{B}$  (направление движения указано на рис. 2 стрелками). Магнитный момент  $\vec{M}_D$ , обусловленный этим дополнительным движением электрона, является и диамагнитным моментом. Из рис. 4 видно, что диамагнитный момент  $\vec{M}_D$  направлен противоположно внешнему полю. Таким образом, диамагнитный момент появляется только под действием внешнего магнитного поля и исчезает с его исчезновением.

Качественное объяснение диамагнетизма состоит в следующем. По закону электромагнитной индукции при включении внешнего магнитного поля в замкнутом контуре, которым является движущийся по орбите электрон, возникает электродвижущая сила. Эта э.д.с. создает такой дополнительный ток, который по закону Ленца стремится компенсировать возникшее магнитное поле создавая момент, направленный противоположно внешнему полю.

Так как все вещества имеют в своем составе электроны, которые движутся определенным образом вокруг ядер, то все вещества являются диамагнитными. Диамагнитный момент по величине меньше, чем парамагнитный. Поэтому, если атом имеет не скомпенсированный магнитный момент, то парамагнитный момент превалирует над диамагнитным и вещество является парамагнетиком. Если атомный момент полностью скомпенсирован, то в магнитном поле проявляется диамагнитный момент и вещество является диамагнетиком.

Диамагнетиками являются все инертные газы, молекулярный водород, азот, хлор, металлы – цинк, золото, ртуть, неметаллы – кремний, фосфор, сера, стекло и др.

## Ферромагнетизм

Для некоторых металлов, сплавов и соединений элементарные атомные магнитные моменты без внешнего магнитного поля ориентированы в одном направлении (рис. 5). Такие вещества называются

**ферромагнетиками.**

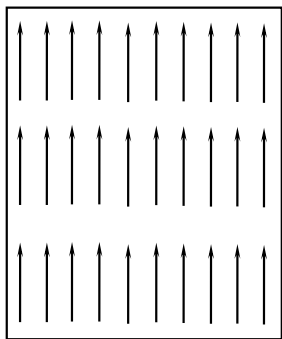


Рис. 5 Схематическое расположение элементарных магнитных моментов в пределах домена

Ферромагнетиками являются Fe, Ni, Co, их сплавы, ряд других соединений. Параллельная ориентация элементарных магнитных моментов имеет место

не по всему объему ферромагнетика, а только в пределах небольших, макроскопических областей. Эти области, в пределах которых элементарные моменты

ориентированы в одном направлении, называются **доменами**. Домены можно наблюдать под микроскопом при небольшом увеличении. В пределах домена ферромагнетик намагничен до насыщения. Такое намагничивание ферромагнетика происходит самопроизвольно, спонтанно без приложения внешнего поля. Ферромагнетик разбивается на большое число

доменов.

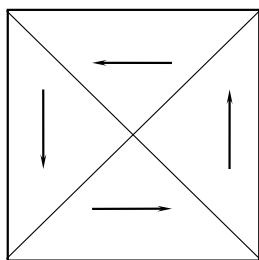


Рис. 6 Схематическое расположение доменов в ферромагнетике

Направления намагничивания отдельных доменов различны. Поэтому полный магнитный момент ферромагнетика равен нулю (рис.6).

Силы, которые выстраивают отдельные моменты параллельно друг другу в доменах, называются **обменными силами**. Обменные силы имеют квантовую природу и не имеют классических

аналогов. Их природа рассматривается в курсе квантовой физики.

Тепловое движение разрушает ферромагнитный порядок. Поэтому намагниченность ферромагнетика с повышением температуры снижается. При некоторой температуре тепловое движение полностью разрушает ферромагнитный порядок, и ферромагнетик превращается в парамагнетик. Это температура называется **температурой Кюри** (рис. 7). Выше температуры Кюри ферромагнетик ведет себя как обычный парамагнетик. В области низких температур намагниченность слабо меняется с изменением температуры. Наиболее быстрый спад наблюдается в области температуры Кюри  $T_c$ . В районе температуры Кюри наблюдается «хвост» на кривой  $I(T)$ . Для ферромагнетика с идеальной кристаллической решеткой кривая  $I(T)$  должна иметь вид прямоугольника. Весь объем ферромагнетика должен переходить в парамагнитное состояние при одной температуре. Однако реальные ферромагнетики содержат множество дефектов кристаллического строения. В окрестности этих дефектов обменные силы ослаблены, и ферромагнитный порядок разрушается при более низких температурах, чем в тех частях ферромагнетика, где дефекты отсутствуют. Переход ферромагнетика в парамагнетик начинается именно в этих центрах. Наличие «хвостов» таким образом, объясняется

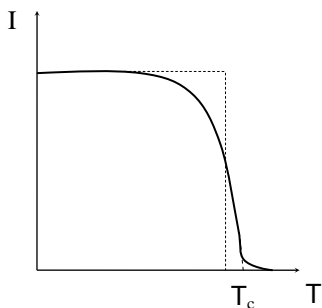


Рис. 7 Зависимость намагниченности ферромагнетика от температуры

дефектной структурой ферромагнетика.

Образование доменной структуры объясняется снижением энергии ферромагнетика. Если ферромагнетик состоит из одного домена (рис. 8a), то вокруг него образуется магнитное поле на значительном расстоянии. Это поле имеет

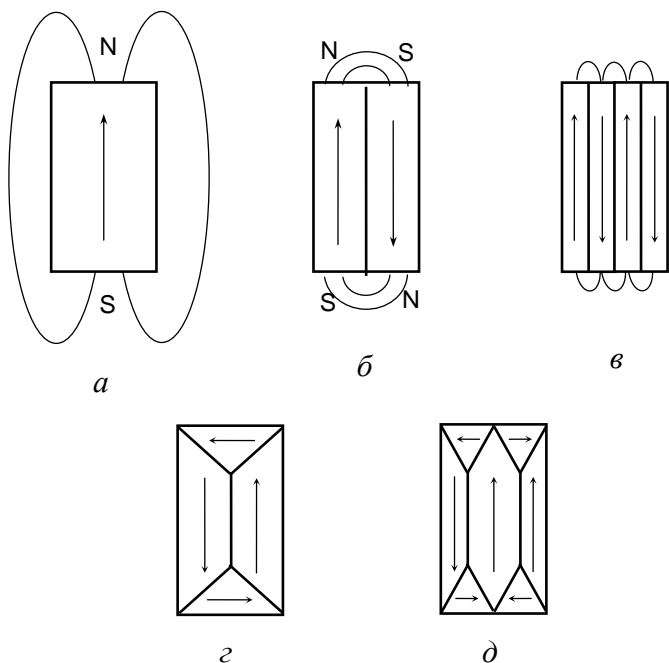


Рис. 8 К объяснению возникновения доменов в ферромагнетике

определенную энергию. Если ферромагнетик состоит из двух доменов (рис. 8б), то магнитное поле вокруг ферромагнетика убывает быстрее с увеличением расстояния. Следовательно, энергия, заключенная в магнитном поле стала меньше. В случае, показанном на рис. 8в магнитное поле существует в непосредственной близости от поверхности ферромагнетика и энергия, заключенная в поле стала ещё меньше. В реальных ферромагнетиках кроме основных доменов образуются ещё и замыкающие домены в форме трехгранных призм (рис. 8г,д). В этом случае магнитное поле во внешнем пространстве вовсе не образуется, а магнитные силовые линии замыкаются внутри ферромагнетика. Такое состояние энергетически более выгодно, чем предыдущие рассмотренные состояния.

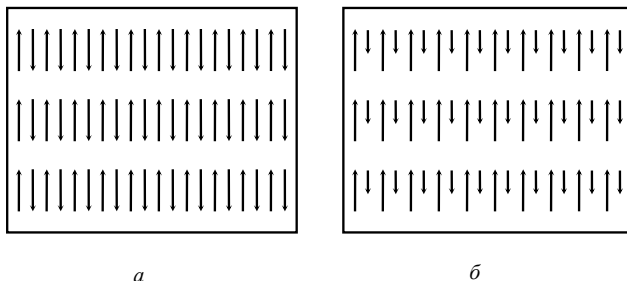


Рис. 9 Расположение магнитных моментов атомов в антиферромагнетике (а) и ферримагнетике (б)

Таким образом, разбиение ферромагнетика на домены происходит потому, что при этом энергия ферромагнетика уменьшается.

В некоторых соединениях силы обменного взаимодействия приводят к антипараллельной ориентации магнитных моментов атомов. При этом образуются две подрешетки, магнитные моменты которых направлены встречно друг другу (рис. 9а). Соединения, в которых магнитные моменты обеих подрешеток одинаковы по величине и направлены встречно друг другу, называются **антиферромагнетиками**. Антиферромагнетиками являются  $\text{MnO}$ ,  $\text{MnS}$ ,  $\text{NiCr}$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  и другие соединения. При низких температурах суммарный магнитный момент антиферромагнетика равен нулю. При некоторой температуре антипараллельная ориентация магнитных моментов подрешеток разрушается, и антиферромагнетик превращается в парамагнетик. Это температура называется **антиферромагнитной температурой Кюри** или **температурой Неля**.

Если магнитные моменты подрешеток не одинаковы по величине, то появляется некомпенсированный магнитный момент (рис. 9б). Такие соединения называются **ферритами** или **ферримагнетиками**. Антиферромагнетики и ферриты также имеют доменную структуру, подобно ферромагнетикам.

## **Кривая намагничивания**

Кривой намагничивания называется зависимость намагниченности от величины приложенного магнитного поля. Ферромагнитные материалы находят наиболее широкое техническое применение и имеют характерные кривые намагничивания. Ферриты при не очень больших полях также имеют аналогичные кривые намагничивания. В области высоких полей антипараллельная ориентации магнитных моментов подрешеток нарушается и кривая намагничивания феррита изменяется. В отсутствии внешнего поля ферромагнетик разбивается на домены, и его результирующий момент равен нулю. Для примера рассмотрим ферромагнетик, состоящий из четырех доменов (рис. 10). В магнитном поле энергии отдельных доменов будут разными. Энергия домена будет тем меньше, чем меньше угол между магнитным моментом домена и вектором напряженности магнитного поля. Поэтому при увеличении напряженности магнитного поля объем доменов с меньшей энергией будет расти за счет объема доменов, имеющих большую энергию (рис. 10б). В этой области намагничивание происходит путем смещения доменных границ (рис. 11, области 1 и 2). В случае слабых намагничивающих полей смещение границ происходит обратимо (область 1 рис. 11). С увеличением поля смещение границ становится необратимым.

При некотором значении намагничивающего поля все энергетически невыгодные домены исчезают (рис. 10в). При дальнейшем увеличении поля намагниченность ферромагнетика растет только за счет уменьшения угла между магнитным полем и магнитным моментом оставшихся доменов (рис. 10г). Намагничивание на этом участке называется намагничиванием вращения (рис. 11 участок 3).

Наконец, в очень сильном поле все магнитные моменты доменов устанавливаются параллельно намагничивающему полю (рис. 10д). В этом состоянии ферромагнетик имеет



наибольший при данной температуре магнитный момент  $I_s$ . Этот момент называется **намагниченностью насыщения**.

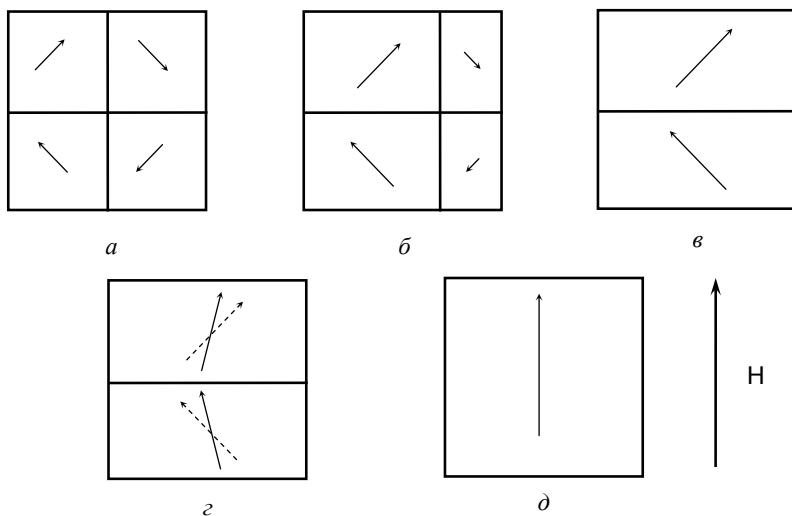


Рис. 10 Различные стадии намагничивания: *a, б, в* - смещение границ; *г, д* - вращение вектора намагниченности

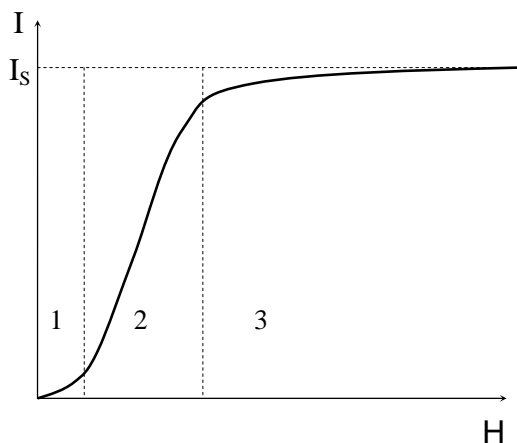


Рис. 11 Кривая намагничивания ферромагнетика

## Гистерезис

Процессы перемагничивания ферромагнетиков сопровождаются гистерезисом. Первоначально не намагниченный ферромагнетик намагничивается по кривой ОА до насыщения (рис. 12). После этого при уменьшении магнитного поля намагниченность меняется уже по другой кривой АВ. При нулевом внешнем поле намагниченность ферромагнетика не обращается в нуль, а имеет некоторое значение  $I_r$ . Это значение намагниченности называется **остаточной намагниченностью**. Наличием остаточной намагниченности объясняется способность железа после его намагничивания притягивать другие ферромагнитные тела. Для компенсации остаточной намагниченности нужно приложить к ферромагнетику обратное поле величиной  $H_c$ . Магнитное поле, необходимое для разрушения остаточной намагниченности, называется **коэрцитивной силой**. При дальнейшем увеличении обратного поля ферромагнетик намагничивается до насыщения по кривой  $H_cC$ . Далее процесс намагничивания происходит аналогично.

Если величина намагничивающего поля достаточна для насыщения ферромагнетика, то образованная при этом петля называется **предельной петлей гистерезиса**. В противном случае петля называется **основной петлей гистерезиса**.

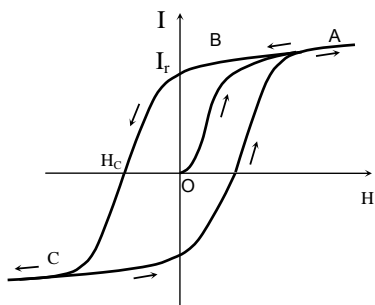


Рис. 12 Гистерезис намагничивания для ферромагнетика

Вершины основной петли находятся на кривой намагничивания. Таким образом, снимая координаты вершин можно построить кривую намагничивания ферромагнетика.

Площадь петли равна энергии, необходимой для перемагничивания ферромагнетика. В

зависимости характера намагничивания материалы делятся две группы. Материалы, которые относительно легко намагничиваются в слабых магнитных полях до насыщения, называются **магнитномягкими материалами**. Магнитномягкие материалы имеют небольшую коэрцитивную силу и высокую магнитную проницаемость. Энергия, необходимая для перемагничивания магнитномягких материалов, мала. Магнитномягкие материалы используются в качестве магнитопроводов трансформаторов, дросселей, электрических машин, электромагнитов, реле и т.д. Магнитномягкими являются технически чистое железо, электротехнические стали (сплавы железа с кремнием), пермаллои (сплавы Fe-Ni, Fe-Ni-Co), магнитномягкие ферриты. Материалы, для намагничивания которых до насыщения необходимы высокие магнитные поля, называются **магнитнотвердыми материалами**. Магнитнотвердые материалы обладают широкой петлей гистерезиса, имеют высокие значения коэрцитивной силы. Энергия, необходимая для перемагничивания магнитнотвердых материалов, велика. Поэтому они используются для изготовления постоянных магнитов. К магнитнотвердым материалам относятся сплавы на основе Fe-Ni-Al, Fe-Ni-Al-Co, феррит бария, феррит кобальта и др.

### **Потери на перемагничивание в ферромагнетиках**

Для технического применения потери в ферромагнетиках имеют важное значение. В результате потерь происходит нагрев ферромагнетика, меняются его рабочие параметры, снижается коэффициент полезного действия устройства. Из-за чрезмерного повышения температуры может произойти выход из строя оборудования. Поэтому при конструировании трансформаторов, дросселей и других устройств необходимо делать соответствующие расчеты.

Потери в ферромагнетике, возникающие в переменном магнитном поле, в основном, состоят из двух частей: потерь на перемагничивание ферромагнетика и потерь на вихревые токи.

**Потери на перемагничивание.** При намагничивании ферромагнетика происходят следующие процессы.

1. Возникает магнитное поле вокруг ферромагнетика, с которым связана магнитостатическая энергия.

2. Меняется энергия, связанная с изменением ориентации магнитных моментов относительно кристаллографических осей (энергия магнитной кристаллографической анизотропии).

3. Меняется форма ферромагнетика и возникает в связи с этим упругая энергия (энергия магнитострикционной деформации).

4. Меняется энергия обменных взаимодействий.

Для бездефектного кристалла эти процессы происходят обратимо. Поэтому энергия, затраченная на намагничивание, выделяется при размагничивании ферромагнетика. Однако в реальных кристаллах на процессы перемагничивания препятствуют дефекты кристаллической решетки, границы зерен, пустоты в кристаллах и т.д. Поэтому кривая размагничивания не совпадает с кривой намагничивания и наблюдается гистерезис.

Энергия, необходимая на перемагничивание, равна площади петли гистерезиса:

$$W = \oint BdH . \quad (8)$$

Если перемагничивание происходит переменным полем с частотой  $\nu$ , то удельная мощность, необходимая на перемагничивание единицы массы ферромагнетика, равна:

$$w = \frac{\nu}{\rho} \oint BdH , \quad (9)$$

где  $\rho$ -плотность ферромагнетика.

**Потери на вихревые токи.** В проводящем материале в переменном поле возникают индукционные токи. Эти токи

замыкаются внутри материала и вызывают дополнительные потери. Пусть ферромагнетик имеет форму прямоугольника с размерами  $a$ ,  $b$  и  $c$  (рис. 13). Индукция магнитного поля направлена перпендикулярно грани  $ab$ . По закону электромагнитной индукции Э.Д.С. равна:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{S\Delta B}{\Delta t} = ab \frac{\Delta B}{\Delta t}, \quad (10)$$

где  $\Delta\Phi$ -изменение потока за промежуток времени  $\Delta t$ ;  $S$ -площадь грани  $ab$ , равная  $a \times b$ . Мощность индукционных токов равна:

$$P = \frac{E^2}{R}, \quad (11)$$

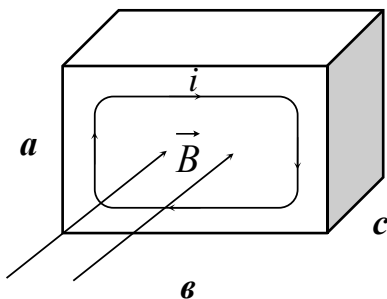


Рис. 13 Схема возникновения индукционных токов

где  $R$ -сопротивление проводящего контура. Принимая длину проводящего контура равной  $(2b+2a)$  для сопротивления контура имеем:

$$R = r \frac{l}{s} \approx r \frac{2a+2b}{ac/2} = 4r \frac{a+b}{ac},$$

где площадь поперечного сечения проводящего контура равна примерно  $s \approx \frac{ac}{2}$ .

Подставляя полученные данные в формулу (11) имеем:

$$P = \frac{a^3 b^2 c}{4r(a+b)} \left( \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right)^2. \quad (12)$$

Обычно магнитная индукция меняется со временем по синусоидальному закону:

$$B = B_0 \sin \omega t.$$

Тогда для мощности имеем:

$$P = \frac{a^3 b^2 c}{4r(a+b)} B_0^2 \omega^2 \cos^2 \omega t .$$

Усреднив это выражение по времени и учитывая, что  $\overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2}$  получим:

$$P = \frac{a^3 b^2 c}{8r(a+b)} B_0^2 \omega^2 . \quad (13)$$

Для мощности вихревых токов, выделяющихся в единице объема, имеем:

$$P_V = \frac{P}{V} = \frac{a^2 b}{8r(a+b)} B_0^2 \omega^2 . \quad (14)$$

Мощность, приходящаяся на единицу массы ферромагнетика:

$$P_m = \frac{P}{\rho V} = \frac{a^2 b}{8r\rho(a+b)} B_0^2 \omega^2 . \quad (15)$$

Таким образом, потери на индукционные токи растут с увеличением частоты перемагничивания  $\omega$ , толщины пластины  $a$  и с уменьшением удельного сопротивления ферромагнетика  $\rho$ . Поэтому магнитопроводы трансформаторов и электродвигателей собирают из тонких пластин, электрически изолируют их друг от друга путем создания на их поверхности тонкого окисного слоя. Магнитопроводы трансформаторов изготавливают из электротехнической стали. Для увеличения его удельного сопротивления в него добавляют кремний.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для изучения свойств ферромагнетиков в данной работе применяется осциллографический метод (рис. 14). По указанию преподавателя используется образец в форме тороида, либо прямоугольника. На образец намотаны намагничивающая I и измерительная II обмотки. Намагничивающая обмотка служит для создания в образце магнитного поля. Она подключается к выходу звукового генератора (либо через понижающий трансформатор к выходам ЛАТР – по указанию преподавателя). Для получения петли гистерезиса на экране осциллографа необходимо на вход X подавать сигнал, пропорциональный напряженности намагничивающего поля H. Для этого в цепь намагничивающей катушки включают резистор  $r$ . Напряженность магнитного поля, создаваемого намагничивающей катушкой, равна:

$$H = \frac{N}{L} i, \quad (16)$$

где  $i$  - ток, проходящий через намагничивающую катушку;  $N$  - число витков в намагничивающей обмотке;  $L$  - средняя длина тороида (либо магнитопровода другой формы). В случае тороида  $L$  определяется как  $L = \pi(R_1 + R_2)$ ,  $R_1$  и  $R_2$  – внутренний и наружный радиусы тороида.

На вход X осциллографа подается напряжение, снимаемое с

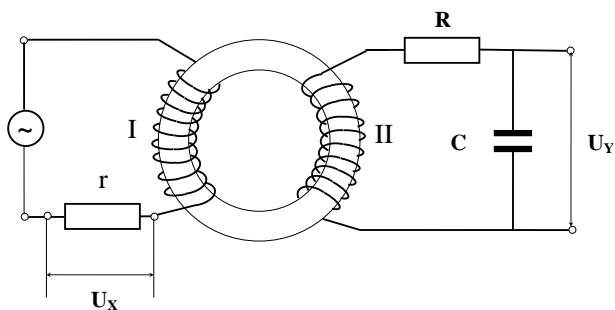


Рис. 14 Схема экспериментальной установки

резистора  $r$ :

$$U_x = ri = \frac{HLr}{N}. \quad (17)$$

Из этой формулы видно, что  $U_x \sim H$ .

В измерительной обмотке индуцируется Э.Д.С.

$$E = -Sn \frac{dB}{dt}, \quad (18)$$

где  $S$  - площадь поперечного сечения ферромагнетика;  $n$  - число витков в измерительной обмотке.

Для того, чтобы на экране осциллографа получить петлю гистерезиса на вход  $Y$  нужно подать сигнал, пропорциональный магнитной индукции  $B$ . Из выражения (18) видно, Э.Д.С. в измерительной обмотке пропорциональна производной от индукции по времени. Поэтому в цепь измерительной обмотки включают интегрирующую цепочку, состоящую из резистора  $R$  и конденсатора  $C$ . Напряжение, снимаемое с выхода интегрирующей цепочки, пропорционально интегралу от входного напряжения.

Закон Ома для цепи измерительной обмотки имеет вид:

$$E = U_C + iR, \quad (19)$$

где напряжение между обкладками конденсатора равно

$$U_C = U_Y = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int i dt. \quad (20)$$

Если  $R$  велико ( $R \sim 10^5$  Ом), то в формуле (19) первым членом можно пренебречь:

$$Ri \approx -Sn \frac{dB}{dt}.$$

Откуда

$$i = -\frac{Sn}{R} \frac{dB}{dt}.$$



Напряжение между обкладками конденсатора равно:

$$U_c = U_y = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int idt = -\frac{Sn}{RC} \int dB = -\frac{Sn}{RC} B. \quad (21)$$

Таким образом на вертикально отклоняющие пластины подается напряжение, пропорциональное В, а на горизонтально отклоняющие пластины – напряжение, пропорциональное Н. Если намагничивающий ток меняется по гармоническому закону, то ферромагнетик будет периодически намагничиваться и на экране электронный луч опишет петлю гистерезиса. Увеличивая амплитуду намагничивающего тока, мы будем увеличивать амплитуду Н и получим ряд различных по площади петель гистерезиса. Вершины этих петель находятся на кривой намагничивания. Следовательно, снимая координаты вершин  $n_x$  и  $n_y$  можно построить кривую намагничивания. Напряженность магнитного поля и магнитная индукция определяются из выражений (17) и (21):

$$H = \frac{N}{Lr} U_x \quad \text{и} \quad B = \frac{RC}{Sn} U_y. \quad (22)$$

$U_x$  и  $U_y$  можно определить зная цену деления осциллографа  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  по осям X и Y:

$$U_x = \alpha_x n_x; \quad U_y = \alpha_y n_y.$$

Цена деления  $\alpha_x$  ( $\alpha_y$ ) равна напряжению, которое вызывает отклонение электронного луча на экране по оси X (Y) на одно деление. На современных осциллографах цена деления устанавливается с помощью ручек на лицевой панели.

Выражение (22) можно представить в виде:

$$H = k_x n_x; \quad B = k_y n_y, \quad (23)$$

$$\text{где } k_x = \frac{N\alpha_x}{Lr}, \quad k_y = \frac{RC\alpha_y}{Sn}. \quad (24)$$

Мощность, необходимая для перемагничивания ферромагнетика, определяется формулой (9) и равна площади петли гистерезиса. Цена одного деления шкалы осциллографа в направлении  $H$  равна  $k_X$ , а в направлении  $B$  -  $k_Y$ . Поэтому площадь одной клетки равна  $k_X k_Y$ . Если петля содержит  $M$  клеток, её площадь равна:

$$S = M k_X k_Y.$$

Тогда удельная мощность, необходимая для перемагничивания ферромагнетика будет равна:

$$w = \frac{V}{\rho} M k_X k_Y. \quad (25)$$

### **Порядок выполнения работы**

#### ***Определение потерь на перемагничивание***

1. Собрать схему по рис. 14. Напряжение с выхода  $U_X$  подать на вход  $X$  осциллографа, напряжение  $U_Y$  – на вход  $Y$ .
2. Плавно регулируя ток в намагничивающей обмотке, регулируя усиление по осям  $X$  и  $Y$ , добиться того, чтобы петля гистерезиса имела участок насыщения и занимала весь экран.
3. Определить площадь петли гистерезиса в клетках экрана.
4. Определить на панели осциллографа цену деления по осям  $X$  и  $Y$  ( $\alpha_X$  и  $\alpha_Y$ ).
5. По формуле (25) определить потери на перемагничивание.
6. По графику определить коэрцитивную силу  $H_C$  и остаточную индукцию  $B_r$ . Сравнить полученные данные с табличными для данного материала.

#### ***Построение кривой намагничивания***

1. Постепенно уменьшая ток в намагничивающей обмотке получить на экране семейство петель гистерезисов. Для каждой петли снять координаты вершин  $n_X$  и  $n_Y$ .

2. По формулам (23) найти  $H$  и  $B$ .
3. По полученным данным построить кривую намагничивания  $B=f(H)$ .
4. Определить индукцию насыщения и сравнить с табличными данными для данного ферромагнетика.

### ***Изучение магнитной проницаемости***

1. По полученным данным найти магнитную проницаемость по формуле  $\mu = \frac{\Delta B}{\mu_0 \Delta H}$ , аппроксимируя для небольшого участка кривой намагничивания зависимость  $B=f(H)$  прямой линией.
2. Построить зависимость  $\mu=f(H)$  Сделать выводы.

### ***Данные учебного стенда, необходимые для расчетов***

$N=211$  - число витков в намагничивающей обмотке;  
 $n=400$  - число витков в измерительной обмотке;  
 $L=\pi d$  - средняя длина тороида, где диаметр тороида  $d=46$  мм;  
 $r=150$  Ом - сопротивление намагничивающей катушки;  
 $R=100$  кОм - сопротивление измерительной обмотки;  
 $C=1$  мкФ - емкость измерительной обмотки;  
 $S=53,5$  мм<sup>2</sup> – площадь сечения сердечника;  
 $\nu=50$  Гц – частота перемагничивания;  
 $\rho=5,2$  г/см<sup>3</sup> – плотность феррита Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>.

### **Контрольные вопросы**

1. Что называется намагниченностью, магнитной восприимчивостью, магнитной проницаемостью? В каких единицах измеряются?
2. В чем состоит природа парамагнетизма?
3. Как влияет температура и магнитное поле на намагниченность парамагнетика?
4. В чем состоит природа диамагнетизма?
5. Как влияет температура и магнитное поле на намагниченность диамагнетика?
6. В чем заключается природа ферромагнетизма?
7. Что такое доменная структура?
8. Какие силы называются обменными?
9. Как влияет температура на намагниченность ферромагнетика?
10. Что называется температурой Кюри? Физический смысл температуры Кюри.
11. Как происходит намагничивание ферромагнетиков?
12. Что называется намагниченностью насыщения? Физический смысл намагниченности насыщения.
13. Что называется петлей гистерезиса? Чем она обусловлена?
14. Какие материалы называются магнитнотвердыми и магнитномягкими?
15. Чем обусловлены потери в ферромагнетиках в переменных магнитных полях?
16. Какие способы уменьшения потерь в ферромагнетиках известны?
17. Применение ферромагнетиков.
18. Антиферромагнетики и ферримагнетики.

### **Литература**

1. Калашников Э.Г. Электричество, М.: Наука, 1977, 592 с.
2. Преображенский А.А. Магнитные материалы и элементы. М.: Высшая школа, 1978, 335 с.
3. Савельев И.В. Курс физики, М.: Наука, 1978, т.2.

*Лицензия на издательскую деятельность  
ЛР № 021319 от 05.01.99 г.*

Подписано в печать 15.05.2018 г. Формат 60х84/16.  
Тираж 50 экз. Заказ 387.

*Редакционно-издательский центр  
Башкирского государственного университета  
450076, РБ, г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32.*

*Отпечатано на множительном участке  
Башкирского государственного университета  
450076, РБ, г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32.*