

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ
БЕЛАРУСЬ**

Белорусский национальный технический университет

Кафедра физики

ФЕРРОМАГНЕТИКИ И ИХ СВОЙСТВА

Методические указания к лабораторной работе по физике
для студентов инженерно-технических специальностей

Учебное электронное издание

Минск ◊ БНТУ ◊ 2010

УДК 537.226 (076.5)

Авторы:

П.Г. Кужир,
Н.П. Юркевич,
Г.К. Савчук

Рецензенты:

М.А. Князев, д.ф.-м.н., профессор кафедры «Техническая физика» БНТУ;
Л.Н. Смурага, к.ф.-м.н., доцент кафедры «Техническая физика» БНТУ

В работе рассматриваются основные закономерности поведения ферромагнетиков во внешнем магнитном поле. Представлены сведения о магнитном моменте атома, видах магнетиков, описаны основные свойства ферромагнетиков. Представлена методика получения петли гистерезиса для ферромагнетиков на экране осциллографа.

Методические указания к лабораторной работе предназначены для студентов инженерно-технических специальностей всех форм обучения.

Белорусский национальный технический университет
пр-т Независимости, 65, г. Минск, Республика Беларусь
Тел.(017) 292-77-52 факс (017) 292-91-37
E-mail: NPYurkevich@mail.ru ;
Регистрационный № БНТУ/ФЭС57-8.2010

© БНТУ, 2010
© Кужир П.Г., Юркевич Н.П.,
Савчук Г.К. 2010
© Юркевич Н.П.,
компьютерный дизайн, 2010

Цель работы: изучить свойства ферромагнетиков, ознакомиться с методикой получения петли гистерезиса на экране осциллографа, определить значения коэрцитивной силы и остаточной индукции исследуемого материала, построить зависимости магнитной проницаемости и индукции магнитного поля от величины напряженности внешнего магнитного поля.

Оборудование и материалы: лабораторная установка, ферромагнитный образец, осциллограф.

Магнитный момент атома

Атом состоит из ядра и электронов. Поэтому магнетизм атома обусловлен:

- орбитальным магнитным моментом электронов \vec{p}_{ml} ;
- спиновым магнитным моментом электронов \vec{p}_{ms} ;
- магнитным моментом атомного ядра $\vec{p}_я$.

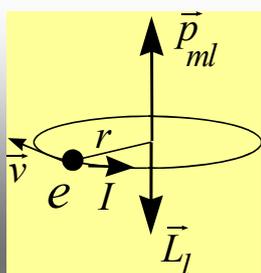


Рис. 1. Орбитальный механический момент \vec{L}_l и орбитальный магнитный момент \vec{p}_{ml} электрона

Согласно классической теории **орбитальный магнитный момент электрона** \vec{p}_{ml} обусловлен движением электрона по замкнутой орбите вокруг ядра (рис. 1). Движущийся по орбите электрон образует круговой ток, направленный противоположно направлению движения электрона. При этом сила тока

$$I = \frac{e}{T},$$

где e – заряд электрона;

T – период обращения электрона по орбите.

Модуль орбитального магнитного момента электрона p_{ml} определяется как

$$p_{ml} = IS,$$

где $S = \pi r^2$ – площадь орбиты.

Так как линейная скорость электрона $v = \frac{2\pi}{T}r$, то

$$p_{ml} = \frac{e\pi r^2}{T} = \frac{erv}{2}. \tag{1}$$

Вектор орбитального магнитного момента электрона \vec{p}_{ml} перпендикулярен плоскости его орбиты и его направление определяется по правилу правого буравчика.

Орбитальным механическим моментом электрона называется момент импульса \vec{L}_l , которым обладает электрон в результате своего движения по орбите. Модуль орбитального механического момента электрона будет

$$L_l = mvr, \quad (2)$$

где r – радиус орбиты;

m – масса электрона.

Вектор орбитального механического момента электрона образует правовинтовую систему с направлением скорости электрона, поэтому противоположен по направлению вектору \vec{p}_{ml} .

Из (1) и (2) получаем связь между орбитальным магнитным и орбитальным механическим моментами электрона

$$p_{ml} = \frac{e}{2m} L_l,$$

или в векторном виде:

$$\vec{p}_{ml} = -\frac{e}{2m} \vec{L}_l. \quad (3)$$

Знак минус в формуле (3) указывает на то, что направления \vec{p}_{ml} и \vec{L}_l противоположны (см. рис. 1).

Гиромагнитным отношением электрона называется отношение магнитного момента p_m к механическому моменту L :

$$\frac{p_m}{L} = \frac{e}{2m}.$$

Согласно квантовой теории модуль орбитального механического момента квантуется

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (4)$$

где $l = 0, 1, 2, 3 \dots (n-1)$ – орбитальное квантовое число;

n – главное квантовое число; $n = 1, 2, 3 \dots$

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка h деленная на 2π .

Проекция орбитального механического момента на выделенное направление Z квантуется по закону

$$L_{lz} = \hbar m_l,$$

где $m_l = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, \dots, (l-1), l$ – магнитное квантовое число.

Тогда с учетом (4) модуль орбитального магнитного момента будет

$$p_{ml} = \frac{e}{2m} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}, \quad (5)$$

а его проекция на выделенное направление Z составит

$$p_{mlz} = \frac{e}{2m} \hbar m_l = \mu_B m_l. \quad (6)$$

Магнетоном Бора называется величина $\mu_B = \frac{e}{2m} \hbar$.

Из (5), (6) видно, что **орбитальный магнитный момент электрона может быть выражен в магнетонах Бора.**

Кроме орбитального механического момента импульса электрон обладает **собственным моментом импульса, который называется спиновым механическим моментом или спином.** Модуль спина электрона

$$L_s = \frac{1}{2} \hbar. \quad (7)$$

Проекция спина электрона на заданное направление Z может принимать только одно из двух значений

$$L_{sz} = \pm \frac{1}{2} \hbar. \quad (8)$$

Спину электрона \vec{L}_s соответствует **спиновый магнитный момент** электрона \vec{p}_{ms} , который пропорционален спину и направлен в сторону противоположную направлению спина

$$\vec{p}_{ms} = -\frac{e}{m} \vec{L}_s.$$

Тогда с учетом для модуля спинового магнитного момента и с учетом (7) имеем

$$p_{ms} = \frac{e\hbar}{2m} = \mu_B.$$

Таким образом, **величина спинового магнитного момента электрона равна одному магнетону Бора.**

Проекция спинового магнитного момента на заданное направление Z с учетом (8) будет

$$p_{msz} = \frac{e}{m} L_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B. \quad (9)$$

Из (9) следует, что **относительно произвольного направления Z спиновый магнитный момент электрона может быть ориентирован только двумя способами, при этом его проекции на это направление равны $\pm \mu_B$.**

Полный магнитный момент электрона равен векторной сумме векторов орбитального магнитного момента и спинового магнитного момента электрона:

$$\vec{p}_{me} = \vec{p}_{ml} + \vec{p}_{ms}.$$

Полный орбитальный магнитный момент атома равен векторной сумме орбитальных магнитных моментов всех электронов атома

$$\vec{p}_l = \sum_{i=1}^n \vec{p}_{mli},$$

где n – число электронов в атоме.

Полный спиновый магнитный момент атома равен векторной сумме спиновых магнитных моментов всех электронов атома

$$\vec{p}_s = \sum_{i=1}^n \vec{p}_{msi}.$$

Магнитное поле, обусловленное магнитным моментом ядра, намного меньше магнитного поля, порождаемого орбитальным движением электрона и его спином. Поэтому в полном магнитном моменте атома магнитный момент ядра, как правило, не учитывается.

Полный магнитный момент атома равен векторной сумме полного орбитального магнитного момента всех электронов атома и полного спинового магнитного момента всех электронов атома.

$$\vec{p}_m = \vec{p}_l + \vec{p}_s.$$

В общем случае полный магнитный момент атома определяется способом сложения векторов орбитальных магнитных моментов электронов и их спиновых магнитных моментов с учетом пространственного квантования.

Магнитное поле в веществе

При рассмотрении магнитного поля в веществе необходимо различать два типа токов – **макротоки и микротоки**. **Макротоками** называются токи проводимости, текущие в проводниках. **Микротоками или молекулярными токами** называются токи, обусловленные движением электронов в атомах.

Магнитное поле в веществе является суперпозицией внешнего магнитного поля \vec{B}_0 , создаваемого макротоками, и внутреннего или собственного магнитного поля, создаваемого микротоками \vec{B}' . **Вектор магнитной индукции \vec{B}** характеризует **результатирующее магнитное поле в веществе**

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \tag{10}$$

Намагничиванием называется способность вещества под действием внешнего магнитного поля приобретать отличный от нуля магнитный момент. Количественной характеристикой намагниченного состояния вещества является намагниченность \vec{J} .

Намагниченность – физическая величина равная отношению векторной суммы полных магнитных моментов всех атомов в бесконечно малом объеме вещества к величине этого объема

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_{mi}}{\Delta V}, \quad (11)$$

где n – число атомов в объеме ΔV вещества.

Индукция \vec{B}' внутреннего поля микротоков пропорциональна намагниченности \vec{J} вещества:

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}, \quad (12)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

В тоже время намагниченность \vec{J} пропорциональна напряженности внешнего магнитного поля \vec{H} макротоков:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (13)$$

где χ – магнитная восприимчивость вещества.

Индукция внешнего магнитного поля \vec{B}_0 связана с напряженностью внешнего магнитного поля \vec{H} соотношением

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}. \quad (14)$$

С учетом (10) – (14) получим:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} = \mu_0 \vec{H} + \chi \mu_0 \vec{H} = (1 + \chi) \mu_0 \vec{H}.$$

Магнитной проницаемостью μ вещества называется величина, определяемая соотношением

$$\mu = 1 + \chi.$$

Тогда индукция результирующего поля \vec{B} в веществе определяется как

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \quad (15)$$

Принимая во внимание соотношение (14), из (15) можно получить

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} = \mu\mu_0\frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \mu\vec{B}_0.$$

(16)

Из (16) следует, что магнитная проницаемость μ будет

$$\mu = \frac{\vec{B}}{\vec{B}_0}.$$

Отсюда следует, что магнитная проницаемость μ вещества показывает, во сколько раз усиливается или ослабляется внешнее магнитное поле макротоков за счет внутреннего магнитного поля микротоков вещества.

Классификация магнетиков

В природе все вещества являются магнетиками, так как обладают способностью намагничиваться во внешнем магнитном поле. В зависимости от знака магнитной восприимчивости χ магнетики делятся на три группы:

- диамагнетики;
- парамагнетики;
- ферромагнетики.



Диамагнетиками называются вещества с магнитной восприимчивостью $\chi < 0$, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле в направлении, противоположном направлению вектора напряженности \vec{H} внешнего поля: $\vec{J} \uparrow \downarrow \vec{H}$.

К диамагнетикам относятся вещества, атомы которых имеют **полностью** заполненные электронные оболочки. Вследствие этого **полный магнитный момент атома диамагнетика в отсутствие внешнего магнитного поля равен нулю**. Диамагнетиками

являются инертные газы, молекулярный водород и азот, цинк, медь, золото, висмут, парафин и др. Магнитная проницаемость диамагнетиков $\mu < 1$.

При внесении во внешнее магнитное поле атомы диамагнетика приобретают индуцированный магнитный момент, который, согласно правилу Ленца, направлен против внешнего поля. В результате диамагнетик намагничивается так, что поле внутри объема диамагнетика **ослабляется**.

Намагниченность \vec{J} диамагнетиков, индуцированная внешним магнитным полем, зависит от величины напряженности \vec{H} внешнего поля **по линейному закону** и исчезает при снятии поля (рис. 2).

Парамагнетиками называются вещества с магнитной восприимчивостью $\chi > 0$, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле в направлении, совпадающем с направлением вектора напряженности \vec{H} внешнего поля: $\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{H}$.

К парамагнетикам относятся вещества, обладающие **незаполненными внешними оболочками** атомов, а также содержащие **нечетное число электронов в валентной оболочке**. Поэтому **полный магнитный момент атома парамагнетика в отсутствие внешнего магнитного поля отличен от нуля**. Парамагнетиками являются переходные и редкоземельные элементы, атом кислорода, у которого имеется четное число электронов, но спиновые магнитные моменты двух из них не скомпенсированы. Магнитная проницаемость парамагнетиков $\mu > 1$.

В отсутствие внешнего магнитного поля парамагнетики намагниченностью не обладают, так как вследствие теплового движения магнитные моменты атомов парамагнетика ориентированы беспорядочно и при их векторном сложении результирующий магнитный момент вещества равен нулю.

При внесении парамагнетиков во внешнее магнитное поле устанавливается преимущественная ориентация магнитных моментов атомов вдоль направления поля. Парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним полем \vec{H} . Поэтому внутри объема парамагнетика магнитное поле **усиливается**. Намагниченность \vec{J} парамагнетиков **линейно** зависит от величины напряженности \vec{H} внешнего поля (рис. 2).

При уменьшении внешнего магнитного поля до нуля вследствие теплового движения преимущественная ориентация магнитных моментов нарушается и парамагнетик размагничивается.

Диамагнетики и парамагнетики являются **слабромагнитными** веществами, так как значение их магнитной восприимчивости χ относительно невелико.

Ферромагнетиками называются вещества, обладающие, в отсутствие внешнего магнитного поля, спонтанной намагниченностью в определенном интервале температур.

Ферромагнетизм обнаруживают кристаллы только девяти химических элементов: три *3d*-металла (Fe, Co, Ni) и шесть *4f*-металла (Gd, Dy, Tb, Ho, Er, Tm). Однако имеется также большое число сплавов и химических соединений, обладающих ферромагнитными свойствами.

Общим признаком для всех ферромагнетиков является **наличие атомов с недостроенными *d*- или *f*-оболочками**. Такие атомы имеют нескомпенсированный магнитный момент. Наличие спонтанной намагниченности свидетельствует о том, что магнитные моменты атомов в определенных областях ферромагнетика ориентированы не случайным образом, как в парамагнетике, а упорядоченно-параллельно друг другу.

Опытами Эйнштейна – де Газа и Барнетта было доказано, что **ферромагнетизм связан с упорядочением спиновых магнитных моментов атомов**. В ферромагнетике межатомное взаимодействие приводит к появлению сил, выстраивающих спиновые магнитные моменты электронов параллельно друг другу. В результате этого в ферромагнетике образуются области спонтанной намагниченности, называемые доменами.

Домен – микроскопическая область ферромагнетика размером $10^{-3} - 10^{-2}$ см, которая спонтанно намагничена до насыщения и обладает определенным магнитным моментом.

Направления магнитных моментов у различных доменов различны. Поэтому в отсутствие внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент всего объема ферромагнетика равен нулю. Представление о доменах позволяет объяснить закономерности намагничивания ферромагнетиков.

Физические свойства ферромагнетиков

Ферромагнетики обладают свойствами отличными от свойств диамагнетиков и парамагнетиков.

1. Ферромагнетики являются сильномагнитными веществами. Намагниченность ферромагнетиков в 10^{10} раз превосходит намагниченность слабомагнитных веществ.

2. Намагниченность J ферромагнетика является нелинейной функцией напряженности H внешнего магнитного поля (рис. 3, а).

3. Для намагниченности J характерно явление насыщения, заключающееся в том, что,

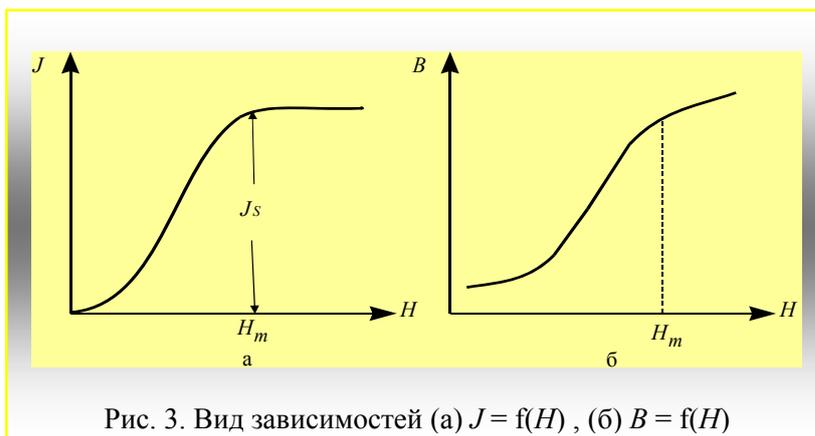


Рис. 3. Вид зависимостей (а) $J = f(H)$, (б) $B = f(H)$

начиная с некоторого значения напряженности H_m , величина намагниченности J не изменяется (рис. 3, а).

4. При напряженностях $H < H_m$ индукция магнитного поля

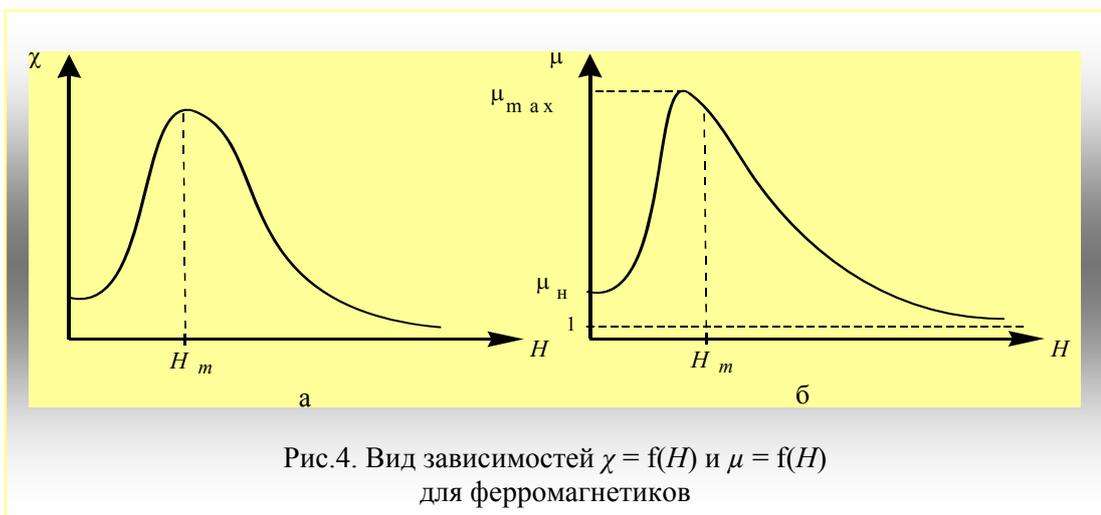
$$B = \mu_0 H + \mu_0 J$$

является нелинейной функцией напряженности H внешнего магнитного поля (рис. 3, б).

Для напряженности поля $H = H_m$ индукция магнитного поля $B = \mu_0 H + \mu_0 J_s$. При $H \geq H_m$ индукция B растет по линейному закону в силу того, что в выражении $B = \mu_0 H + \mu_0 J_s$ второе слагаемое остается постоянным (см. рис. 3, б).

5. Магнитная восприимчивость χ ферромагнетика является нелинейной функцией напряженности H внешнего магнитного поля. При напряженности внешнего поля $H = H_m$ магнитная восприимчивость χ достигает максимума. При увеличении величины напряженности магнитного поля $H > H_m$ магнитная восприимчивость $\chi \rightarrow 0$ (рис. 4, а).

6. Магнитная проницаемость μ ферромагнетика является нелинейной функцией напряженности H внешнего магнитного поля. Максимальное значение проницаемости μ достигается несколько раньше, чем намагниченность насыщения. При увеличении величины напряженности магнитного поля $H > H_m$ магнитная проницаемость $\mu \rightarrow 1$ (рис. 4, б). Ферромагнетик характеризуется начальным μ_n и максимальным μ_{\max} значениями магнитной проницаемости.

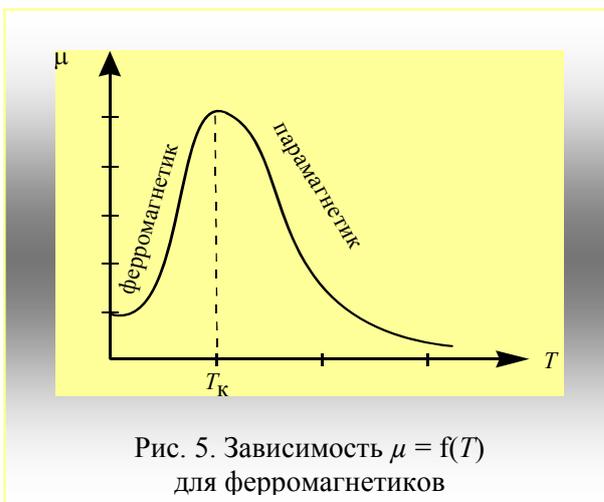


7. Специфические свойства ферромагнетиков проявляются лишь в определенном интервале температур. В процессе нагревания выше некоторой температуры T_K происходит разрушение доменной структуры ферромагнетика.

Температура T_K , при которой разрушается доменная структура ферромагнетика, называется **температурой Кюри**. **Точка Кюри T_K** – это температура фазового перехода вещества из ферромагнитного в парамагнитное состояние. При $T > T_K$ ферромагнетик ведет себя как обычный парамагнетик, магнитная восприимчивость χ которого подчиняется закону Кюри – Вейсса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_K},$$

где C – константа.



8. В точке Кюри спонтанная намагниченность исчезает, а магнитная проницаемость μ достигает своего максимального значения (рис. 5).

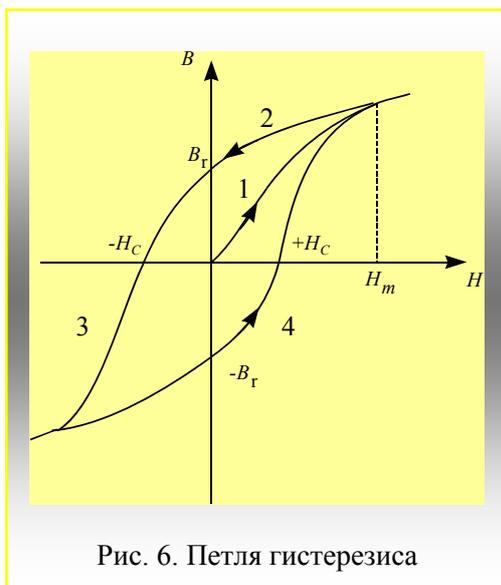
9. При охлаждении ферромагнетика ниже точки Кюри в нем снова возникает доменная структура. Фазовый переход ферромагнетик-парамагнетик является обратимым фазовым переходом.

10. При намагничивании

ферромагнетиков наблюдается явление магнитострикции. **Магнитострикцией** называется изменение линейных размеров ферромагнетиков при намагничивании во внешнем магнитном поле.

11. Для ферромагнетиков характерно явление магнитного гистерезиса. **Магнитным гистерезисом** (запаздыванием) называется явление отставания изменения индукции магнитного поля в ферромагнетике от изменения напряженности H внешнего поля. Причиной магнитного гистерезиса является необратимость процессов смещения доменных границ.

12. При циклических изменениях напряженности внешнего магнитного поля

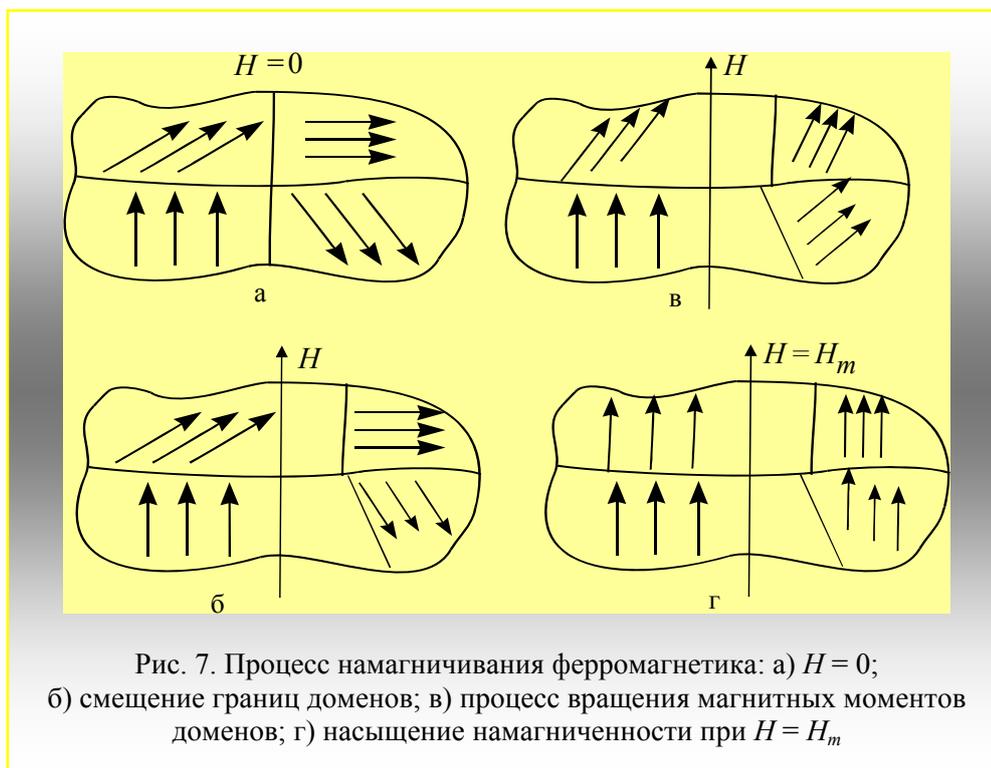


зависимость магнитной индукции B от поля H определяется предшествующим состоянием намагниченности ферромагнетика. **Петлей гистерезиса** (рис. 6) называется кривая изменения индукции магнитного поля B в ферромагнетике в зависимости от изменения напряженности внешнего магнитного поля H .

Физическое объяснение петли гистерезиса может быть дано на основе доменной структуры ферромагнетика. При первоначальном увеличении поля нарастание индукции B описывается кривой 1 (см. рис. 6). При этом происходит смещение границ доменов, у которых магнитные моменты имеют менее выгодную ориентацию по отношению к полю \vec{H} (рис. 7, б). В результате индукция магнитного поля в ферромагнетике начинает возрастать. В области высоких полей индукция магнитного поля возрастает за счет поворота магнитных моментов доменов в направлении поля \vec{H} (рис. 7, в). При некотором значении напряженности поля \vec{H} большинство магнитных моментов доменов будет ориентировано в направлении поля (рис. 7, г). В этом состоянии намагниченность ферромагнетика достигает насыщения, и индукция магнитного поля B при дальнейшем увеличении внешнего поля H растет незначительно (см. рис. 6).

При уменьшении напряженности внешнего поля \vec{H} происходит постепенная разориентация магнитных моментов доменов. Из-за необратимости процесса образования границ доменов уменьшение индукции магнитного поля B происходит по ветви 2. При значении поля $H = 0$ магнитные моменты некоторых доменов ферромагнетика остаются ориентированными в направлении поля, вызвавшего намагниченность. В данном случае

говорят, что ферромагнетик при $H = 0$ обладает **остаточной индукцией магнитного поля B_r** .



Коэрцитивной силой называется напряженность H_c внешнего магнитного поля, имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание ферромагнетика, при которой обращается в ноль остаточная индукция магнитного поля.

При дальнейшем изменении величины напряженности поля H индукция магнитного поля B изменяется по ветвям 3–4 петли гистерезиса (см. рис. 6).

В процессе намагничивания ферромагнетика часть энергии переходит в тепло и ферромагнетик нагревается.

Ферромагнитные материалы

Ферромагнитные материалы делятся на две группы: магнитно-мягкие и магнитно-твердые.

Магнитно-мягкие материалы применяются в качестве сердечников в устройствах и приборах, где магнитный поток постоянный (полюсные башмаки и сердечники измерительного механизма) или переменный (сердечник трансформатора). Они обладают **низким значением коэрцитивной силы H_c** (ниже 400 А/м), высокой магнитной проницаемостью и малыми потерями энергии от гистерезиса. К этой группе материалов

относятся: техническое железо и низкоуглеродистые стали, листовые электротехнические стали, железоникелевые сплавы, оксидные ферромагнетики – ферриты.

Техническое железо с содержанием углерода до 0,04 %, низкоуглеродистые стали и чугун широко применяются для сердечников, работающих в условиях постоянных магнитных полей. Техническое железо обладает высокой индукцией насыщения (до 2,2 Тл), высокой магнитной проницаемостью и низкой коэрцитивной силой.

Электротехнические стали – это сплавы железа с кремнием (1 – 4 %). Путем изменения содержания кремния и применяя различные технологические приемы можно получать стали с широким диапазоном магнитных свойств. Кремний улучшает свойства технического железа: увеличивается значение магнитной проницаемости, уменьшаются коэрцитивная сила и потери энергии от гистерезиса, увеличивается удельное электрическое сопротивление.

Стали, с низким содержанием кремния, имеют низкую магнитную проницаемость, большую индукцию насыщения и большие удельные потери. Они применяются в установках и приборах цепей постоянного тока или переменного тока низкой частоты. Стали, с высоким содержанием кремния, применяются в случаях, когда необходимо обеспечить высокие значения магнитной проницаемости в слабых и средних магнитных полях и малые потери энергии от гистерезиса и вихревых токов.

Ферритами называют ферромагнитные материалы, получаемые из смеси окислов железа, цинка, кобальта и оксидов других элементов. Для изготовления ферритных магнитопроводов смесь оксидов размалывают, прессуют и отжигают при температуре около 1200 °С. В процессе прессования можно получать магнитопровод любой формы.

Ферриты обладают очень большим удельным сопротивлением, вследствие чего потери у них из-за вихревых токов чрезвычайно малы. Ферриты имеют значительную начальную магнитную проницаемость при малой индукции насыщения (0,18 – 0,32 Тл) и малой коэрцитивной силе (8 – 80 А/м).

Магнитодиэлектрики – это материалы, получаемые из смеси мелкозернистого ферромагнитного порошка с диэлектриком (поливинилхлорид, полиэтилен). Исходные вещества смешивают, прессуют и отжигают. В результате мельчайшие частицы ферромагнетика оказываются разделенными электроизолирующей пленкой из немагнитного материала.

Ферриты и магнитодиэлектрики широко применяются в качестве сердечников в аппаратуре проводной и радиосвязи, в магнитных усилителях, вычислительных машинах и в других областях техники.

В настоящее время ведутся разработки новых видов магнито-мягких материалов для изготовления ленточного магнитопровода с нанокристаллической структурой.

Магнитопроводы изготавливаются из ленты толщиной 25 мкм, которую получают из сплава на основе железа методом быстрой закалки. Магнитопроводы после термической обработки в продольном магнитном поле имеют высокую прямоугольность петли магнитного гистерезиса и низкие удельные магнитные потери. Применяются в качестве магнитных ключей, дросселей насыщения и импульсных трансформаторов.

Магнитно-твердые материалы предназначены для изготовления постоянных магнитов самого различного назначения. Эти материалы характеризуются **большой коэрцитивной силой** и большой остаточной индукцией.

К магнитно-твердым материалам относятся: углеродистые, вольфрамовые, хромистые и кобальтовые стали. Их коэрцитивная сила 5000 – 8000 А/м, остаточная индукция 0,8 – 1 Тл. Магнитно-твердые материалы обладают ковкостью, поддаются прокатке, механической обработке и выпускаются промышленностью в виде полос или листов.

Методика и порядок выполнения лабораторной работы

Принципиальная схема установки приведена на рис. 8.

Петлю магнитного гистерезиса получают на экране осциллографа, помещая ферромагнетик в переменное магнитное поле. При этом, на горизонтально отклоняющие пластины электроннолучевой трубки осциллографа подаётся напряжение U_x ,

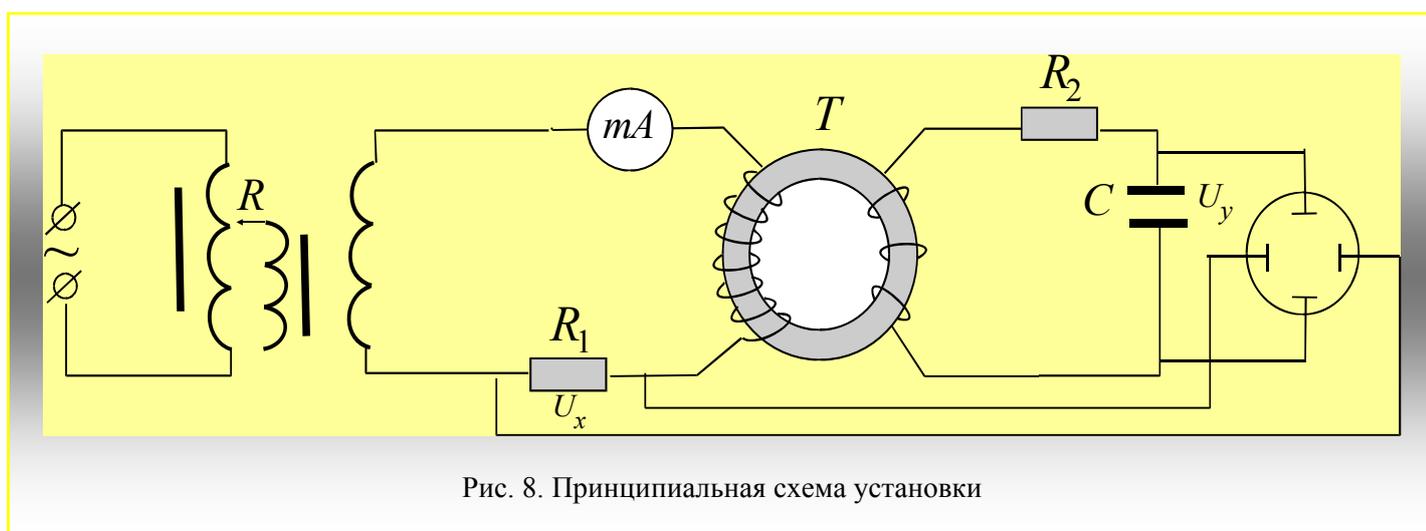


Рис. 8. Принципиальная схема установки

пропорциональное H , а на вертикально отклоняющие – U_y , пропорциональное B .

В качестве исследуемого образца в работе используется железный сердечник тороида T , выполненный из кольцевых пластин. Тороид имеет две обмотки. Первичная обмотка питается переменным током i_1 , который создаёт в тороиде переменное магнитное поле напряжённостью H .

$$H = n_1 i_1 ,$$

где n_1 – число витков на единицу длины средней линии тороида.

Напряжение U_x на горизонтально отклоняющие пластины подаётся с сопротивления R_1 .

$$U_x = i_1 R_1 = \frac{R_1}{n_1} H , \quad (17)$$

т.е. отклонение электронного луча в горизонтальном направлении пропорционально напряжённости магнитного поля H .

На вертикально отклоняющие пластины электроннолучевой трубки подаётся напряжение с конденсатора C :

$$U_y = U_c = \frac{1}{C} \int_0^t i_2 dt , \quad (18)$$

где i_2 – ток в цепи вторичной обмотки тороида.

Во вторичной обмотке тороида, имеющей N_2 витков, возникает электродвижущая сила индукции:

$$\varepsilon = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt} ,$$

где S – площадь поперечного сечения тороида.

Закон Кирхгофа для цепи вторичной обмотки запишется в виде:

$$\varepsilon - L \frac{di_2}{dt} = i_2 R_2 + U_c ,$$

где $L \frac{di_2}{dt}$ – ЭДС самоиндукции, возникающая во вторичной обмотке;

$i_2 R_2$ – падение напряжения на сопротивлении R_2 .

Падение напряжений на конденсаторе U_c и индуктивности $L \frac{di_2}{dt}$ находятся в противофазе.

Сопротивление R_2 подбирается так, что $i_2 R_2 \gg L \frac{di_2}{dt} + U_c$, поэтому $\varepsilon \approx i_2 R_2$, т.е. ток в цепи вторичной обмотки определяется, в основном, сопротивлением R_2 .

$$i_2 = \frac{\varepsilon}{R_2} = -\frac{N_2 S}{R_2} \cdot \frac{dB}{dt}. \quad (19)$$

Подставляя в (18) выражение тока i_2 из (19), получим:

$$U_y = -\frac{N_2 S}{R_2 C} B,$$

т.е. отклонение электронного луча в вертикальном направлении пропорционально магнитной индукции B .

Так как на обе пары пластин напряжение подаётся одновременно, то электронный луч описывает линию, изображающую зависимость $B = f(H)$, т.е. петлю гистерезиса, размеры которой зависят от величины тока i_1 в первичной обмотке тороида.

Порядок выполнения работы

1. Включить осциллограф и получить на экране петлю гистерезиса, представляющую собой зависимость $B = f(H)$.
2. Определить координаты точек пересечения петли гистерезиса с горизонтальной и вертикальной осями.
3. Используя формулы (17) и (19), определить коэрцитивную силу и остаточную индукцию

$$H_c = \frac{n_1}{R_1} U_x = \frac{n_1}{R_1} \kappa_x x_c,$$

$$B_r = -\frac{R_2 C}{N_2 S} U_y = \frac{R_2 C}{N_2 S} k_y y_c,$$

где $\kappa_x = 5 \cdot 10^{-2}$ В/мм; $\kappa_y = 5 \cdot 10^{-3}$ В/мм; $R_1 = 1,6 \cdot 10^4$ Ом; $R_2 = 1,6 \cdot 10^4$ Ом; $S = 1,6 \cdot 10^{-4}$ м².

4. Определить координаты вершин (x, y) петель гистерезиса различных размеров.

5. Вычислить значения напряженности поля H и индукции B , соответствующие координатам вершин

$$H_c = \frac{n_1}{R_1} U_x = \frac{n_1}{R_1} \kappa_x x,$$

$$B_r = -\frac{R_2 C}{N_2 S} U_y = \frac{R_2 C}{N_2 S} k_y y.$$

6. Используя формулу $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$, вычислить магнитную проницаемость среды для всех

значений H и B .

7. Построить графики зависимостей $B = f(H)$ и $\mu = f(H)$.

8. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Как определяется магнитный момент электрона?
2. Какова связь между орбитальным магнитным и орбитальным механическим моментами электрона?
3. Сформулируйте условие квантования модуля орбитального механического момента электрона.
4. Дайте определение спина.
5. В чем состоит смысл магнетона Бора?
6. Как выражается спиновый магнитный момент электрона через магнетон Бора?
7. Дайте определение полного магнитного момента атома.
8. Дайте определение намагниченности вещества?

9. Физический смысл магнитной проницаемости среды.
10. На какие группы делятся магнетики? Какими свойствами обладают диамагнетики и парамагнетики?
11. Назовите физические свойства ферромагнетиков. Дайте определение температуры Кюри.
12. Что называется магнитострикцией?
13. Дайте определение магнитного гистерезиса.
14. Что описывает петля гистерезиса? В чем отличие петли гистерезиса для намагниченности от петли гистерезиса для индукции магнитного поля.
15. Что такое коэрцитивная сила и остаточная магнитная индукция?
16. На какие группы делятся ферромагнитные материалы?
17. Описать методику получения петли гистерезиса для ферромагнетиков на экране осциллографа.

Литература

1. Детлаф, А.А Курс физики./ А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М., 1979.
2. Павлов, П.В Физика твердого тела / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. – М., 2000.
3. Савельев, И.В. Курс общей физики. Электричество и магнетизм/ И.В. Савельев. – М., 2003.
4. Трофимова, Т.И. Курс физики / Т.И. Трофимова. – М., 1985.