

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

Н.Б. Ковылов, М.К. Куровская, Д.В. Савин

**Электричество и магнетизм:
линейные и нелинейные явления.
Часть 2. Физика магнитных явлений**

Учебно-методическое пособие
для студентов 2 курса факультета нелинейных процессов

Саратов 2012

Авторы-составители:

*Николай Борисович Ковылов,
Мария Константиновна Куровская,
Дмитрий Владимирович Савин*

Настоящее пособие содержит основные теоретические положения, лежащие в основе магнитных явлений. Эти сведения будут полезны студентам как при подготовке к практикуму, так и при работе на семинарах. В каждом теоретическом разделе содержатся описания лабораторных работ, предлагаемых для выполнения студентам 2 курса факультета нелинейных процессов в лаборатории «Методика, технология и информационное обеспечение физического эксперимента». Данный практикум сопровождает курс общей физики и курс «Электричество и магнетизм», в частности. Подробные описания экспериментальных установок не приводятся в настоящем пособии в связи с тем, что конкретные особенности установок периодически подвергаются изменениям. Их описание, а также паспортные данные приборов, используемых при выполнении эксперимента, можно найти в лаборатории.

Работа представлена в авторской редакции.

© Ковылов Н.Б., Куровская М.К., Савин Д.В., 2012

Раздел 1. Исследование способов создания и измерения магнитного поля

1.1. Вектор магнитной индукции и электромагнитная сила

Основной характеристикой магнитного поля является индукция \vec{B} . Эта величина, вместе с величиной напряженности электрического поля используется для описания электрического взаимодействия. Действительно, если точечные электрические заряды q и Q неподвижны, то напряженность электростатического поля \vec{E} характеризует электрическую силу, действующую на заряд q со стороны другого заряда: $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot \vec{r}}{r^3}$. В результате получаем формулу $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$, которая справедлива и в случае если источник поля не является точечным, а имеет более сложную форму (здесь и далее использованы стандартные обозначения).

Если заряд Q равномерно движется в лабораторной системе отсчета со скоростью V_Q , а скорость равномерного движения заряда q равна V , то взаимодействие зарядов ослабевает пропорционально квадрату скорости относительного движения. При этом характер его описания усложняется – из электростатического оно превращается в электродинамическое. С позиций современной физики это взаимодействие описывается уже двумя слагаемыми: электрическим и магнитным. В результате полное выражение для силы, действующей на точечный заряд q со стороны заряда Q , принимает вид

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} + q \cdot [\vec{V} \times \vec{B}] \text{ (сила Лоренца).}$$

Здесь величина индукции B магнитного поля, создаваемого движущимся зарядом Q может быть найдена по формуле

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Q \cdot [\vec{V}_Q \times \vec{r}]}{r^3},$$

где μ_0 – магнитная постоянная; коэффициент $\frac{\mu_0}{4\pi} = 10^{-7}$ Гн/м.

Для случая взаимодействия пробного заряда q не с одиночным зарядом Q , а с целой системой зарядов или с электрическим током, величины \vec{E} и \vec{B} рассчитываются в соответствии с принципом суперпозиции. Так, если для расчета электрической напряженности поля используют приемы электростатики, то расчет величины магнитной индукции основан на формуле Био-Савара-Лапласа:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I \cdot \frac{[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3},$$

указывающей алгоритм суммирования полей, порождаемых малыми элементами тока.

Сила магнитного взаимодействия двух проводников с током рассчитывается по формуле Ампера $d\vec{F} = I \cdot [d\vec{L} \vec{B}]$, которая для прямых параллельных токов имеет простой вид:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot L \cdot \frac{2I_1 \cdot I_2}{r}.$$

Значение силы взаимодействия, рассчитанное по вышеприведенным формулам, изменяется при переходе от одной системы отсчета к другой, поскольку другими становятся скорости всех носителей зарядов (включая и тех, что создают токи). При использовании аппарата релятивистской механики вид формулы для силы Лоренца остается прежним (инвариантным), но значения выражений для поля и соотношение между слагаемыми в формуле для силы Лоренца изменяется.

Вид формул преобразования:

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{\parallel} &= \vec{E}_{\parallel}, & \vec{E}'_{\perp} &= \gamma(\vec{E}_{\perp} + [\vec{v}\vec{B}]), \\ \vec{B}'_{\parallel} &= \vec{B}_{\parallel}, & \vec{B}'_{\perp} &= \gamma(\vec{B}_{\perp} - [\vec{v}\vec{E}]/c^2). \end{aligned}$$

Для оценок полезно ориентироваться на инварианты преобразования, указывающие, что для каждой пространственно-временной точки, координаты которой в разных системах связаны преобразованиями Лоренца, выполняются правила: $[\vec{E} \vec{B}] = [\vec{E}' \vec{B}'] = const$, причем, $E^2 - c^2 B^2 = E'^2 - c^2 B'^2 = const$.

При ускоренном движении зарядов электрическое и магнитное поля изменяются так, что единое электромагнитное поле обнаруживает свойство независимости от порождающих его зарядов в процессе волнового распространения энергии, затраченной на ускорение источника. Теперь не только магнитная компонента поля, но и электрическая приобретают вихревой характер. В физических курсах показывается, что свободная электромагнитная волна как раз и является тем объектом, для которого и магнитное и электрическое поля совершенно равноправны.

Замечание: Исторически линии магнитной индукции называли силовыми, как и линии электрического поля (М. Фарадей, ок. 1830). Однако если вектор электрической силы действительно направлен по касательной к линиям вектора \vec{E} , то вектор магнитной силы не лежит по направлению линий \vec{B} . В современной терминологии линии магнитной индукции не называют силовыми.

Единица измерения магнитной индукции: $1Тл$ (Тесла). В литературе можно встретить и другую единицу (от системы СГС) – это Гаусс: $1Гс = 10^{-4} Тл$ (это, по порядку значения, поле вблизи поверхности Земли).

1.2. Эффект Холла

Эффект Холла (Э.Г. Холл, 1879 г.) наблюдается в любых проводниках и состоит в появлении в проводнике с током, помещенном в магнитное поле H , электрического поля в направлении, перпендикулярном току j и полю H . Если образец имеет форму пластины

толщиной d (см. рис. 1.1), то возникающее при этом напряжение U , можно определить по формуле:

$$U = R \frac{j \cdot H}{d} . \quad (1.1)$$

Значение коэффициента Холла $R = \frac{1}{ne}$, выраженное через концентрацию носителей n и заряд электрона e , имеет для металлов порядок $10^{-9} \text{ м}^3/\text{Кл}$, для полупроводников $10^{-1} \text{ м}^3/\text{Кл}$. В таком приближении знак постоянной Холла зависит от знака носителей заряда, что позволяет определять их тип для большого числа металлов. Для некоторых металлов (например, таких как свинец, цинк, железо, кобальт, вольфрам), в сильных полях наблюдается положительный знак R , что объясняется в полуклассической и квантовой теориях твёрдого тела.

Возникновение ЭДС Холла связано с тем, что носители тока, движущиеся со скоростью V , отклоняются в магнитном поле и частично попадают на боковую стенку образца. В результате на боковой грани происходит накопление зарядов и возникает поперечное электрическое поле, которое, в свою очередь ограничивает прибытие на стенку новых зарядов. В равновесии электрическая сила уравнивает магнитную силу: $eE = eVB$. Выражая скорость движения носителей через ток и концентрацию, а напряженность поля – через электрическое напряжение и геометрические параметры образца, можно получить приведенную выше формулу (1.1). Необходимо заметить, что при наблюдении эффекта Холла в ферромагнетиках зависимость напряжения от внешнего магнитного поля оказывается нелинейной.

На основе эффекта Холла работают датчики Холла: приборы, измеряющие напряжённость магнитного поля. Для изготовления датчиков магнитного поля в измерительной технике чаще всего используют полупроводниковые образцы Ge , $InSb$, $InAs$. Как правило, такой датчик имеет форму, похожую на транзистор размером 4,6 мм и снабжается усилителем напряжения. В результате измеряемое напряжение составляет в умеренных полях несколько десятков милливольт. Холловские элементы используют и в вычислительной технике для аналогового перемножения сигналов: при этом текущий по образцу ток пропорционален первому сигналу, а второй формирует модуляцию магнитного поля. Кроме того, эффект Холла, в некоторых случаях, позволяет определить тип носителей заряда (электронный или дырочный) в металле или полупроводнике, что делает его достаточно хорошим методом исследования свойств полупроводников.

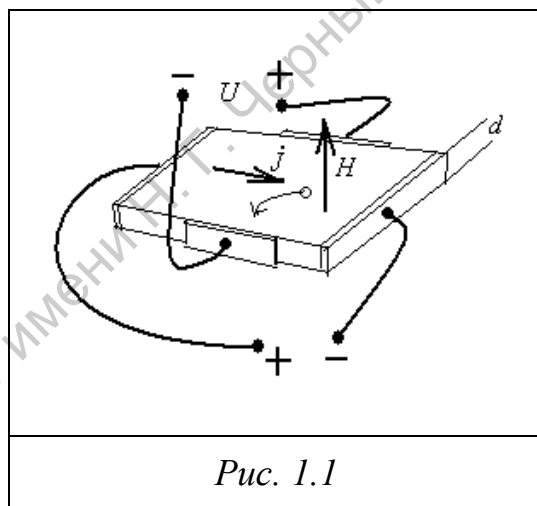


Рис. 1.1

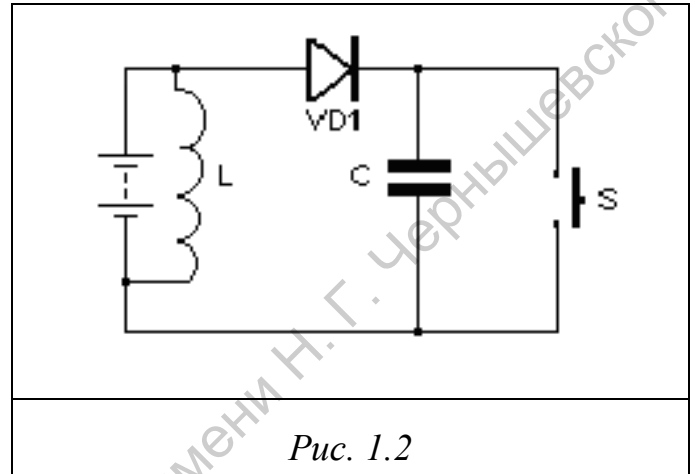
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

Работа №1.1

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛЕНОИДА

Для выполнения экспериментальной части работы исполнителю важно владеть базовыми определениями таких понятий, как магнитное и электрическое поле, свойства накопителей энергии (индуктивность, емкость), электрическая и магнитная индукция.

Возможны разные вариации экспериментов, но рекомендуется следующий **порядок выполнения работы**.



1. Измерение энергии магнитного поля катушки с током. Идея опыта вытекает из закона сохранения энергии. Принципиальная схема показана на рисунке 1.2.

При размыкании цепи питания катушки на ее концах возникает ЭДС самоиндукции. Путь для зарядов открыт по цепи: катушка L, диод VD1 и конденсатор C. После достижения напряжением на конденсаторе максимального значения оно остается неизменным, если измерительный прибор, например осциллограф, не отбирает заряд. При использовании мультиметра **отсчет напряжения следует производить как можно быстрее**.

Рабочая формула:

$$w_m = \frac{L I_k^2}{2} = \frac{C U_c^2}{2} + \Delta w_r,$$

где I_k – ток через катушку, U_c – напряжение на конденсаторе, и Δw_r – потери энергии на активном сопротивлении.

Оценка вклада активного сопротивления не входит в задачу данной работы. Предполагается лишь, что эта величина незначительна. Успешным студентам предлагается по величине заряда конденсатора и времени спада тока в несколько миллисекунд оценить потери энергии на нагрев проводов.

Измерения следует провести при разных токах через катушку, после чего построить график зависимости энергии магнитного поля от силы тока.

2. Расчет индуктивности по данным эксперимента. Предыдущий эксперимент можно использовать для измерения индуктивности катушки.

В этом случае рабочая формула приобретает вид $L = C \frac{U_c^2}{I_k^2}$

Проведя измерения при разных токах необходимо построить график зависимости индуктивности от силы тока и объяснить результаты.

3. Теоретический расчет индуктивности по геометрическим размерам и точным данным катушки. Требуется найти в учебной литературе подходящую формулу, сделать расчет и сравнить результат с экспериментом.

4. Измерение распределения магнитной индукции вдоль оси катушки. Измерение производят с помощью датчика Холла, перемещая шток с датчиком вдоль оси и записывая зависимость ЭДС Холла от координаты при разных значениях тока через катушку, который служит в качестве параметра.

5. Теоретический расчет значения магнитной индукции на оси катушки с использованием известных формул из учебной литературы. Оценить применимость этих формул при проектировании катушек индуктивности.

Результаты работы следует оформить в виде протокола лабораторной работы, в котором привести итоги опытов в виде таблиц и графиков с собственными выводами.

Работа № 1.2

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЗАИМНОЙ ИНДУКЦИИ

Явление наведения ЭДС в каком-либо контуре при изменении тока в другом контуре, расположенном рядом с первым, называется взаимной индукцией. Наведенную ЭДС называют ЭДС взаимной индукции, и ее мгновенное значение обозначают e_M . Природа взаимной индукции основана на том обстоятельстве, что создаваемое при протекании тока магнитное поле занимает больший объем, нежели катушка с током. Поэтому магнитный поток может пронизывать площадь витков и соседних катушек:

$$\Phi_1 = \Phi_{11} + \Phi_{12},$$

где Φ_1 - поток, создаваемый током первого контура, Φ_{11} - поток, пронизывающий только первый контур, Φ_{12} - поток, захватывающий второй контур.

Произведение потока, создаваемого током, на число витков катушки называется потокосцеплением. Общая часть потока, объединяющая оба контура Φ_{12} , создает потокосцепление ψ_{12} , которое пропорционально индуцирующему току

$$\psi_{12} = M \cdot i_1$$

В линейных системах коэффициент M не зависит от i и называется взаимной индуктивностью катушек 1 и 2. Под коэффициентом связи двух магнитно-связанных контуров с индуктивностями L_1 и L_2 и взаимной индуктивностью M понимают величину

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

Коэффициент связи не может быть больше единицы.

Рассмотрим схему последовательного включения двух магнитно-связанных катушек с согласным включением (поле второй катушки усиливает поле первой), показанную на рис. 1.3. Звездочкой обозначается начало обмотки катушки.

Применяя второй закон Кирхгофа, нетрудно получить связь мгновенных значений тока и напряжения в общей цепи:

$$iR_1 + L_1 \frac{di}{dt} + M \frac{di}{dt} + L_2 \frac{di}{dt} + M \frac{di}{dt} + iR_2 = e$$

Поскольку отношение ЭДС к току, ей создаваемому, по определению не что иное, как сопротивление цепи, причем для гармонических колебаний данное отношение примет вид:

$$\frac{e}{i} = R_1 + R_2 + j\omega(L_1 + L_2 + 2M)$$

Если катушки подключены встречно (ток второй катушки ослабляет поле первой), очевидно, придется поменять знаки перед M на минус, что физически оправдано. В этом случае:

$$\frac{e}{i} = R_1 + R_2 + j\omega(L_1 + L_2 - 2M)$$

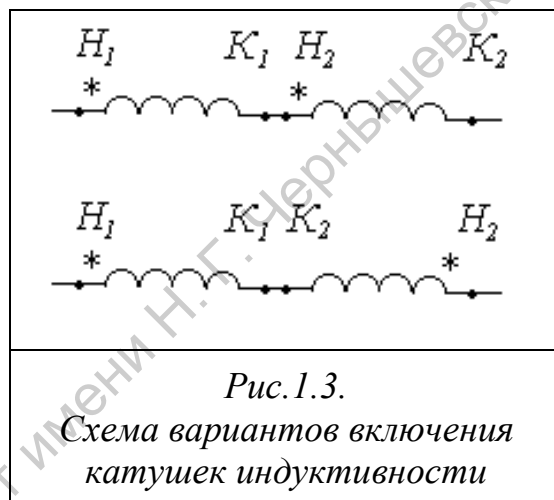
Полученные выражения показывают, что последовательно соединенные катушки индуктивности имеют комплексное сопротивление, действительная часть которого, как и следовало ожидать, суммирует сопротивления обмоток постоянному току, а мнимая часть, предваренная множителем $j\omega$, есть индуктивность всей системы катушек. Следовательно, можно записать

$$L_{эф} = L_1 + L_2 \pm 2M$$

В этом выражении плюс относится к случаю согласного включения обмоток, а минус – к встречному включению.

Имея прибор для измерения индуктивности, можно измерить один раз индуктивность катушек с последовательно-согласным включением, а потом переключить обмотки встречно и снова измерить индуктивность.

В первом случае измеряется $L_{созл} = L_1 + L_2 + 2M$



Во втором случае $L_{встр} = L_1 + L_2 - 2M$

Вычитая из первого выражения второе, получим

$$M = \frac{L_{согл} - L_{встр}}{4}$$

Перейдем к эксперименту. В качестве объекта исследования используется модуль, содержащий две соосные катушки. Внешняя катушка большего диаметра может перемещаться вдоль длины внутренней катушки и ее положение контролируется по шкале на штоке. Начала и концы обеих обмоток выведены на заднюю стенку модуля, соответствующие гнезда помечены как Н1, К1, Н2, К2. С помощью соединительных проводов катушки соединяются с высокочастотным измерителем емкости и индуктивности типа Е7-9 или Е12-1а. Описание приборов можно найти в соответствующих паспортах.

Порядок проведения эксперимента.

1. Изменяя положение внешней катушки с помощью штока, произвести измерения соответствующих индуктивностей согласного и встречного включения.
2. Рассчитать соответствующие величины M .
3. Построить график $M \text{ (мГн)} = \Phi(X \text{ (см)})$.

Раздел 2. Исследование эффектов взаимодействия

магнитного поля с веществом

2.1. Магнитная проницаемость

Магнитные свойства веществ определяются магнитными свойствами атомов или элементарных частиц (электронов, протонов и нейтронов), входящих в состав атомов. В настоящее время установлено, что магнитные свойства протонов и нейтронов почти в 1000 раз слабее магнитных свойств электронов. Поэтому магнитные свойства веществ в основном определяются электронами, входящими в состав атомов.

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

Если поместить вещество в некоторую область с магнитным полем \vec{B}_0 , которое образовано в вакууме токами проводимости (например, внутри соленоида), то структура поля и его индукция в каждой точке изменятся. Физическая величина, показывающая, во сколько раз индукция \vec{B} магнитного поля в однородной среде отличается по модулю от индукции \vec{B}_0 магнитного поля в вакууме, называется магнитной проницаемостью: $\mu = \frac{B}{B_0}$

Замечание: Строго говоря, это выражение для μ справедливо лишь при условии, что магнетик можно считать однородным и изотропным. В общем же случае происходит следующее. Всякое вещество является магнетиком, то есть способно под действием магнитного поля намагничиваться – приобретать магнитный момент. Намагниченное вещество создает свое магнитное поле \vec{B}_i , которое вместе с первичным полем \vec{B}_0 образует результирующее поле $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_i$. Здесь под \vec{B} и \vec{B}_i имеются ввиду поля, усредненные по физически бесконечно малому объему магнетика. Важно отметить, что поле \vec{B}_i , в свою очередь, создается под влиянием возникающего результирующего поля, и в простейшем линейном приближении оказывается пропорциональным именно полю \vec{B} (а не полю \vec{B}_0). В результате расчет самосогласованного поля в веществе составляет сложную задачу.

Для дальнейшего напомним, что каждый атом, как микроскопический контур с током, может быть охарактеризован своим магнитным моментом \vec{p}_m , а для удельной характеристики всего объема вещества вводят вектор намагниченности

$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V}$ (суммирование производится по всем атомам в объеме ΔV). Эта физическая величина характеризует поле \vec{B}_i и может изменяться под воздействием внешнего поля. В теории показывается, что если магнетик однородный изотропный и бесконечным образом заполняет все пространство и не является постоянным магнитом, то ситуация с расчетом самосогласованного поля упрощается. Становится возможной скалярная пропорциональность¹ $\vec{B}_i = \mu_0 \vec{J}$, и более того, она оказывается совсем простой $\vec{B}_i = \chi \vec{B}_0$ (χ – магнитная восприимчивость вещества). В этом случае учет влияния среды сводится к введению скалярного коэффициента магнитной проницаемости:

$$\vec{B} = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0. \text{ Отсюда } \mu = \frac{B}{B_0}$$

Добавим, что для обхода возникающих математических сложностей, возникающих в более сложных случаях, вводят вспомогательный вектор $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$, который исторически получил название вектора напряженности магнитного поля. В современной литературе его называют просто "вектор H ". Если среду можно считать однородной и изотропной, то вектор напряженности связан с вектором магнитной индукции как $\vec{B} = \mu \cdot \mu_0 \vec{H}$. Для важных приложений, которые будут использованы в данном практикуме, заметим, что при упомянутых здесь упрощениях вектор H приобретает простой и очень удобный смысл: он пропорционален полю \vec{B}_0 , создаваемому токами проводимости в пустоте, до внесения магнетика. Для пустого соленоида, например, его значение пропорционально значению тока $H = nI$, где n – плотность катушки. Тогда индукция этого поля $B = \mu_0 H$, а если внести магнетик, то поле усиливается (или ослабляется) $B = \mu \cdot \mu_0 H$. Так внесение ферромагнитного сердечника усиливает индукцию поля в несколько сотен (тысяч) раз. Значения вектора H измеряются в А/м.

Значение μ для конкретного вещества определяется физическими механизмами, обуславливающими его магнитные свойства. У большинства веществ эти свойства выражены слабо и значение их магнитной проницаемости чрезвычайно мало отличается от единицы. Слабомагнитные вещества делятся на две большие группы – диамагнетики ($\mu < 1$) и парамагнетики ($\mu > 1$).

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

¹ В общем случае каждая компонента вектора намагниченности может зависеть от всех компонент поля, и тогда необходима не скалярная, а тензорная запись условия пропорциональности.

диамагнетизма связано с действием силы Лоренца на электронные орбиты. Под действием этой силы изменяется характер орбитального движения электронов и нарушается компенсация магнитных полей. Возникающее при этом собственное магнитное поле атома оказывается направленным против направления индукции внешнего поля, ослабляя его. К диамагнетикам относятся: вода ($\mu - 1 \approx -9 \cdot 10^{-6}$), медь ($\mu - 1 \approx -3 \cdot 10^{-6}$), висмут ($\mu - 1 \approx -1,7 \cdot 10^{-3}$), стекло, бензол, водород, кварц, графит.

В атомах **парамагнитных веществ** магнитные поля электронов скомпенсированы не полностью, и атом оказывается подобным маленькому круговому току. В отсутствие внешнего поля эти круговые микротоки ориентированы произвольно, так что суммарная магнитная индукция равна нулю. Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее действие – микротоки стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по направлению индукции внешнего поля. В результате магнитный момент начинает прецессировать, стремясь в среднем установиться по направлению внешнего поля и усилить его. Из-за теплового движения атомов ориентация магнитных моментов никогда не бывает полной. При усилении внешнего поля ориентационный эффект возрастает, так что индукция собственного магнитного поля парамагнитного образца растет прямо пропорционально индукции внешнего магнитного поля. Полная индукция магнитного поля в образце складывается из индукции внешнего магнитного поля и индукции собственного магнитного поля, возникшего в процессе намагничивания. Механизм намагничивания парамагнетиков очень похож на механизм поляризации полярных диэлектриков. Диамагнетизм не имеет аналога среди электрических свойств вещества. Веществами, проявляющими парамагнитные свойства, являются азот, кислород, воздух ($\mu - 1 \approx 0,38 \cdot 10^{-6}$), алюминий ($\mu - 1 \approx 23 \cdot 10^{-6}$), эбонит ($\mu - 1 \approx 14 \cdot 10^{-6}$), вольфрам, платина.

Вещества, способные сильно намагничиваться в магнитном поле, называются ферромагнетиками. К рассматриваемой группе относятся четыре химических элемента: железо, никель, кобальт, гадолиний. Из них наибольшей магнитной проницаемостью обладает железо. Поэтому вся эта группа получила название ферромагнетиков. Магнитная проницаемость ферромагнетиков по порядку величины лежит в пределах $10^2 - 10^5$. Например, у стали $\mu \approx 8000$, у сплава железа с никелем магнитная проницаемость достигает значений 250000. Ферромагнетиками могут быть различные сплавы, содержащие ферромагнитные элементы. Для каждого ферромагнетика существует определенная температура (так называемая температура или точка Кюри), выше которой ферромагнитные свойства исчезают, и вещество становится парамагнетиком. У железа, например, температура Кюри равна 770°C , у кобальта 1130°C , у никеля 360°C .

2.2. Ферромагнетизм

Исторически ферромагнетизм² был первым магнитным явлением, с которым познакомился человек в практической деятельности (постоянные магниты). Значительно позже выяснилось, что в сравнении с пара- и диамагнетизмом это - самый сложный эффект, для объяснения которого классических представлений совершенно недостаточно. Природа ферромагнетизма может быть до конца понята только на основе квантовых представлений.

Описательная теория ферромагнетизма была разработана французским физиком П. Вейссом. Последовательная количественная теория на основе квантовой механики развита Я. И. Френкелем и немецким физиком В. Гейзенбергом. Качественно магнитные свойства ферромагнетиков объясняются наличием *спиновых магнитных полей у электронов*. Установлено, что ферромагнитными свойствами могут обладать только кристаллические вещества, в атомах которых имеются неустояченные внутренние электронные оболочки с нескомпенсированными спинами. Это условие выполняется для железа, кобальта, никеля, гадолиния. В кристаллах ферромагнитных материалов вследствие сильного взаимодействия³ спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация, то есть спины электронов в незаполненных оболочках соседних атомов параллельны. В результате такого взаимодействия внутри кристалла ферромагнетика возникают самопроизвольно намагниченные области размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см. Эти области называются доменами. Каждый домен представляет из себя небольшой постоянный магнит. Граница, разделяющая ферромагнитные домены⁴ между собой имеет толщину в несколько атомных диаметров. Такое разделение до определенного размера доменов, действительно, энергетически устойчиво и более выгодно, чем

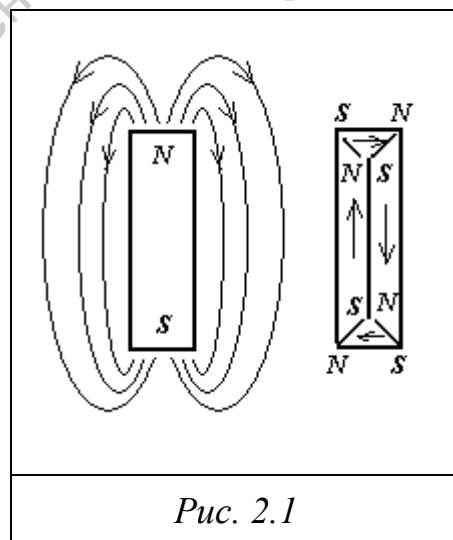


Рис. 2.1

² Остался неназванным механизм антиферромагнетизма с дополнительной внутренней классификацией, применительно к конкретным классам кристаллических решеток композитных материалов (ферритов) Студентам предлагается самостоятельно изучить особенности антиферромагнетизма.

³ Речь идет об обменном взаимодействии, представляющем собой специфическое взаимное влияние одинаковых, тождественных, частиц. Обменные силы, вынуждающие спиновые магнитные моменты электронов ориентироваться параллельно друг другу, имеют квантовую природу; они обусловлены волновыми свойствами электронов. Обменное взаимодействие — чисто квантовомеханический эффект, не имеющий аналога в классической физике.

⁴ Существуют и диэлектрические домены, в некоторых веществах – сегнетоэлектриках. Они, как правило, мельче: от 0,1 до 10 мкм.

существование монокристаллической атомной структуры целого магнита с двумя полюсами. В этом случае магнитный поток полностью замыкается внутри кристалла так, что результирующая намагниченность образца равна нулю и энергия практически не тратится на создание внешнего поля (см. рис. 2.1). Стремление к энергетически более устойчивой конфигурации можно видеть, если свободно положить рядом два или несколько магнетиков. Однако, большой размер доменов, таких, например, как показано на приведенном рисунке 2.1, где образец разделен всего на четыре части, невыгоден из-за энергетических затрат на поддержание формы границ. Поэтому обычно размеры доменов устанавливаются в пределах десятка-сотни микрометров.

Существование доменов в ферромагнетиках

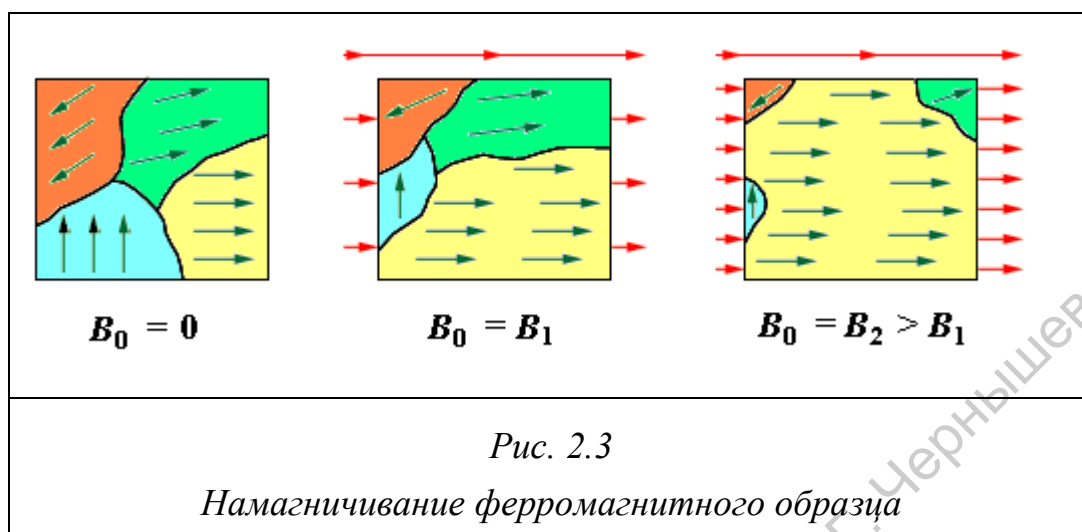


Рис. 2.2.
Доменные структуры в образцах магнетиков

доказано экспериментально. Прямым экспериментальным методом их наблюдения является метод порошковых фигур. На тщательно отполированную поверхность ферромагнетика наносится водная суспензия мелкого ферромагнитного порошка (например, магнетита). Частицы оседают преимущественно в местах максимальной неоднородности магнитного поля, т. е. на границах между доменами. Поэтому осевший порошок очерчивает границы доменов и подобную картину

можно фотографировать под микроскопом. На рис. 2.2 показано как могут выглядеть доменные структуры в различных ферромагнетиках.

В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы в большом кристалле хаотически. Такой кристалл в среднем оказывается ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля \vec{B}_0 и по мере его увеличения происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается. В ферромагнетике создается намагничивание, которое может остаться и после снятия внешнего поля, если тепловое движение не достаточно интенсивно для разрушения организованной в образце структуры. В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение. Рис. 2.3 может служить качественной иллюстрацией процесса намагничивания ферромагнитного образца.



Ферромагнитные материалы делятся на две большие группы – на магнито-мягкие и магнито-жесткие материалы. Магнито-мягкие ферромагнитные материалы почти полностью размагничиваются, когда внешнее магнитное поле становится равным нулю. К магнито-мягким материалам относится, например, чистое железо, электротехническая сталь и некоторые сплавы. Эти материалы применяются в приборах переменного тока, в которых происходит непрерывное перемагничивание, то есть изменение направления магнитного поля (трансформаторы, электродвигатели и т. п.).

Магнито-жесткие материалы в значительной мере сохраняют свою намагниченность и после удаления их из магнитного поля. Примерами магнито-жестких материалов могут служить углеродистая сталь и ряд специальных сплавов. Магнито-жесткие материалы используются в основном для изготовления постоянных магнитов.

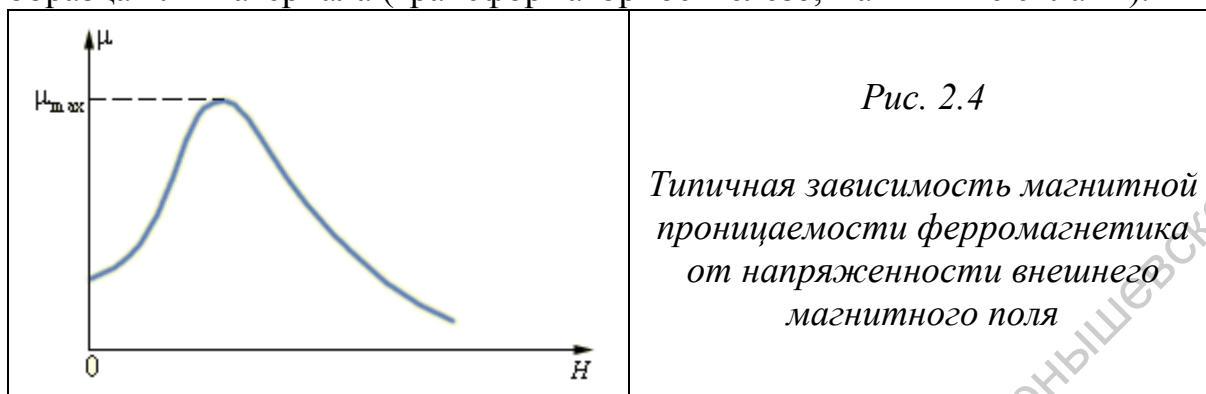
2.3. Гистерезис намагничивания ферромагнетиков

Магнитная проницаемость μ ферромагнетиков не является постоянной величиной; она сильно зависит от напряженности внешнего поля. Типичная зависимость $\mu(H)$ приведена на рис. 2.4. В таблицах обычно приводятся значения максимальной магнитной проницаемости.

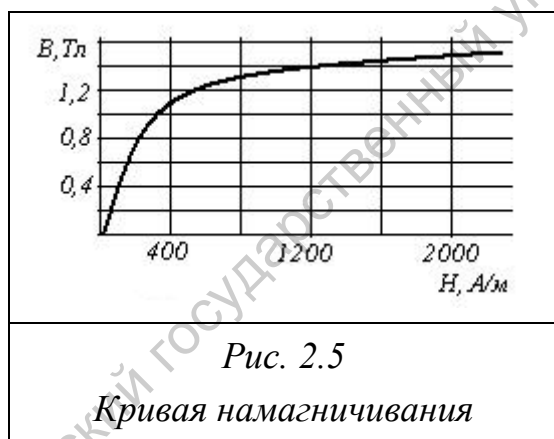
Непостоянство магнитной проницаемости приводит к сложной нелинейной зависимости индукции B магнитного поля в ферромагнетике от индукции H внешнего магнитного поля, поскольку

$$\vec{B} = \mu_0 \mu(H) \cdot \vec{H}. \quad (2.1)$$

Эта зависимость в практических случаях задается так наз. кривой намагничивания (см. рис. 2.5), получаемой экспериментально для каждого образца или материала (трансформаторное железо, магнитные сплавы).



При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы хаотически и компенсируют друг друга, поэтому результирующий магнитный момент ферромагнетика равен нулю и ферромагнетик не намагничен. Внешнее магнитное поле ориентирует по полю магнитные моменты не отдельных атомов, как это имеет место в случае парамагнетиков, а целых областей спонтанной намагниченности. Поэтому с ростом H намагниченность J и магнитная индукция B (см. рис. 2.5) уже в довольно слабых полях растут очень быстро. Этим объясняется также увеличение μ ферромагнетиков до максимального значения в слабых полях (см. рис. 2.4).



Необходимо заметить, что соотношение (2.1) справедливо для изотропных сред, сохраняющих свойства вне зависимости от ориентации образца относительно поля H . В реальности бывает необходимым учитывать и кристаллическую структуру ферромагнетика, тогда конкретный вид и масштаб кривой намагничивания $B(H)$ может различаться для различных ориентаций осей кристалла.

Приведенная на рисунке 2.5 кривая намагничивания получена на образце, который первоначально полностью размагничен. Если же после достижения насыщения намагниченности начать теперь уменьшать внешнее поле, то ферромагнетик начнет проявлять свойство гистерезиса (от греч. histeresis – отставание, запаздывание): связь между B и H оказывается неоднозначной и зависит от предыстории намагничивания образца. При периодическом изменении напряженности внешнего поля зависимость между B и H приобретает петлевой характер. Различают несколько типов гистерезисных петель – симметричную, предельную и несимметричную

(частный цикл). На рисунке 2.6 приведена серия кривых гистерезиса. Часть из этих кривых начинается из точек главной кривой намагничивания OA , а часть – из того состояния намагниченности, в котором находился данный образец перед началом очередного опыта. Так, если, дойдя в процессе первичного намагничивания до точки A , начать уменьшать ток в намагничивающей катушке, то индукция внутри сердечника этой катушки будет изменяться по кривой AEC до значения B_r , соответствующего нулевому току. Таким образом, даже при нулевом токе ферромагнетик сохранит остаточную намагниченность. Так происходит потому, что тепловое движение не в состоянии быстро дезориентировать магнитные моменты столь крупных образований, какими являются домены. Остаточная намагниченность образцов позволяет использовать их в качестве постоянных магнитов.

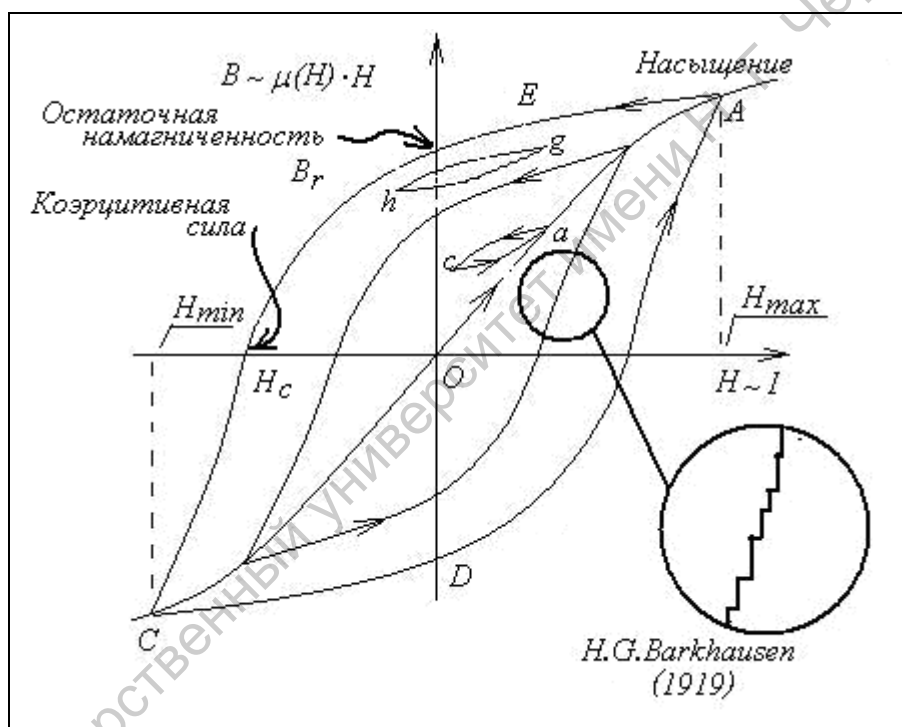


Рис. 2.6
Серия петель гистерезиса.
Стрелками указано направление процессов намагничивания и размагничивания ферромагнитного образца при изменении напряженности H внешнего магнитного поля

Для того чтобы размагнитить⁵ образец, необходимо вновь поместить его в катушку и подать ток, обратного направления (отрицательные значения напряженности H). Тогда, при определенном значении внешнего поля индукция внутри сердечника обратится в ноль – это значение исторически называется **коэрцитивной силой** (coercitio – лат., удерживать). У магнитомягких материалов значения коэрцитивной силы невелики – петля

⁵ Нужно заметить, что размагничиванию способствуют также встряхивание и нагревание ферромагнетика.

гистерезиса таких материалов достаточно узкая. Материалы с большим значением коэрцитивной силы, то есть имеющие широкую петлю гистерезиса, относятся к магнито-жестким. Становится ясно, хорошие постоянные магниты получаются из материалов, имеющих не только высокое значение остаточной намагниченности, но и значительную коэрцитивную силу.

Участок $B_r H_c$ принято называть кривой размагничивания. Этот участок используют при расчетах магнитных цепей с постоянными магнитами.

Продолжая далее в опыте увеличивать значение обратного поля, мы можем перемагнитить образец, разворачивая его домены в направлении, обратном предшествующему. Если после этого начать уменьшать внешнее поле, то обратный процесс снова пойдет по другой кривой – теперь по кривой CD .

Если в предыдущем опыте уменьшение поля начать, не доходя до точки A , то возникнет петля гистерезиса, вложенная в описанную выше.

Предельной гистерезисной петлей или предельным циклом называют симметричную гистерезисную петлю, снятую при очень больших H_{max} .

Для каждой симметричной петли гистерезиса максимальное положительное значение B равно максимальному отрицательному значению B и соответственно $H_{max} = |-H_{min}|$. Если же мы используем режим, при котором внешнее поле изменяется периодически, но так что $H_{max} \neq |-H_{min}|$, то зависимость между B и H будет петлевого характера, но центр петли при этом не совпадает с началом координат. Такие гистерезисные петли принято называть частными циклами. Представленные на рисунке 2.6 циклы $a-c$ и $g-h$ являются примерами частных петель гистерезиса.

Как показывает опыт, при перемагничивании ферромагнетик нагревается. Можно показать, что в единице объема ферромагнетика выделяется при этом количество теплоты Q_{y0} , равное площади петли гистерезиса $S_{n.z.}$:

$$Q_{y0} = \oint HdB = S_{n.z.}$$

2.4. Эффект Баркгаузена

На рисунке 2.6 в круге выделена часть кривой намагничивания и рядом приведена в увеличенном масштабе. Видно, что кривая намагничивания принципиально, в микроскопических масштабах не является гладкой. При плавном нарастании индукции внешнего магнитного поля переориентация доменов "прижатых" друг к другу и, соответственно, изменение магнитного поля в образце происходят скачкообразно. Впервые эффект наблюдался в 1919 немецким физиком Г. Г. Баркгаузеном (H. G. Barkhausen): при медленном намагничивании ферромагнитного образца в измерительной катушке, надетой на образец, он обнаружил в цепи катушки импульсы тока, обусловленные скачкообразным изменением намагниченности J образца.

Одновременно намагничивание сопровождается пропорциональным макроскопическим изменением геометрических размеров образца – **магнитострикцией** (*strictio* – лат., сжатие, натягивание). Для протяженных образцов различают продольную и поперечную, линейную и нелинейную магнитострикцию. Степень магнитострикции количественно измеряют в единицах относительного изменения размеров. По порядку величины магнитострикция составляет 10^{-5} . Как видно, значение магнитострикции по порядку совпадает с тепловым расширением и может маскироваться тепловыми явлениями. Тем не менее, магнитострикция используется в преобразователях (датчиках), реле, излучателях ультразвука и т.п. Широко известным проявлением магнитострикции является гудение трансформаторов или дросселей, вызванное периодическим перемагничиванием и колебанием поверхности сердечников под действием переменного тока с частотой 50 Гц.

Добавим, что эффект электрострикции обратим в том смысле, что обратное явление – механическая деформация, в свою очередь сопровождается изменением намагниченности. Этот эффект получил название **магнитоупругости** (Виллари-эффект, 1865). Отметим, что влияние доменной структуры ферромагнетиков проявляется и в других явлениях, например, в оптических.

2.5. Законы Кирхгофа для расчета магнитных цепей

Для эффективного возбуждения магнитного поля токами часто используют конструкции, в которых внутренняя часть обмотки заполняется ферромагнетиком. Примером такой конструкции является трансформатор. В нем, как правило, используют две обмотки. По одной из них (первичной) пропускается ток, возбуждающий магнитное поле внутри обмотки, а другая (вторичная обмотка) пронизывается потоком возникшего магнитного поля. Если этот поток переменный, то вследствие явления индукции, в ней возбуждается вихревое электрическое поле, характеризуемое величиной ЭДС. Поскольку магнитное поле внутри ферромагнетика значительно превышает поле вне него, то магнитный поток, возбуждаемый током первичной обмотки, будет проходить, в основном внутри сердечника. Для организации необходимого распределения магнитного потока конкретный сердечник (магнитопровод) может иметь разветвления и даже разрывы (зазоры). Отсюда возникает чисто формальная аналогия с электрическим током внутри проводников. Тем не менее, она может быть выражена количественно.

Например, если магнитопровод разделяется на части, как это, например, показано на рисунке 2.7, то разделяется на составляющие Φ_1 и Φ_2 магнитный поток Φ_0 . Поскольку магнитный поток через любую замкнутую поверхность равен нулю, $\Phi = \oint \vec{B} d\vec{S} = 0$, то, окружив разветвление магнитопровода такой произвольной поверхностью S , получим:

$$\Phi_0 - \Phi_1 - \Phi_2 = 0, \quad (2.2)$$

или $\Phi_0 = \Phi_1 + \Phi_2$.

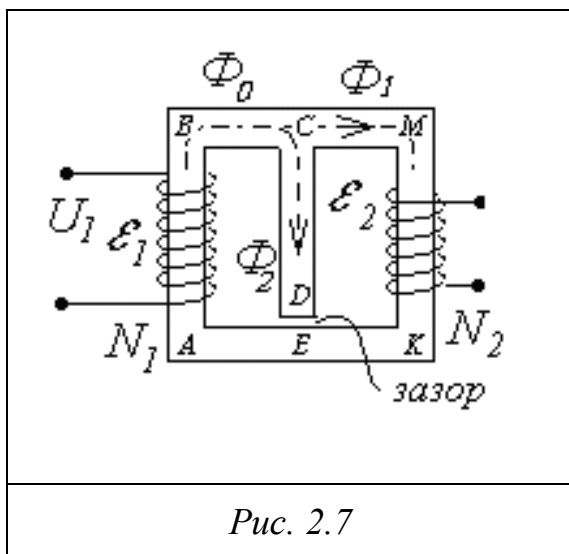


Рис. 2.7

Таким образом, алгебраическая сумма магнитных потоков в узлах магнитной цепи равна нулю (знак магнитного потока зависит от его направления по отношению к узлу; например, можно считать потоки, направленные к узлу положительными, а от узла – отрицательными). Этот закон, вытекающий из принципа непрерывности магнитного потока, является формальной аналогией первого закона Кирхгофа для расчета электрических цепей (алгебраическая сумма токов в узле равна нулю).

Каждое слагаемое в выражении (2.2) имеет вид: $\Phi_i = B_i \cdot S_i = \mu_o \cdot \mu_i \cdot H_i \cdot S_i$, причем, на неферромагнитных участках $\mu=1$. S_i – площадь поперечного сечения конкретного участка магнитопровода, на котором $B=\text{const}$. Следует заметить, что выражение (2.2) справедливо только при условии, что магнитный поток не ответвляется через боковые поверхности магнитопровода в окружающую среду.

Основу второго уравнения Кирхгофа для расчета магнитных цепей составляет закон Ампера, согласно которому циркуляция вектора \vec{H} по некоторому замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов, охватываемых этим контуром, т.е.

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{k=1}^p H_k l_k = \sum_{k=1}^n I_k N_k,$$

где p - число участков магнитной цепи длиной l , в пределах которых $H=\text{const}$; n - число обмоток, охватываемых средней линией контура, с числом витков N и током I .

Для описания процессов в контуре $ABCDE$ магнитопровода, изображенного на рисунке 2.7 это выражение принимает форму:

$$H_0 \cdot L_0 + H_2 \cdot L_2 + H'_2 \cdot L'_2 = I_1 \cdot N_1,$$

Здесь L_0 , L_2 длины участков, занятых соответствующими потоками, а L'_2 – длина зазора, N_1 – число витков первичной обмотки. Для других контуров запись второго закона имеет соответствующую форму. Слагаемые $H_i \cdot L_i$ называют падениями магнитного напряжения, а величины $I_i \cdot N_i$ представляют магнитодвижущие силы (МДС). Пользуясь этими понятиями, можно сформулировать правило в форме, аналогичной второму закону Кирхгофа для электрических цепей, а именно, сумма падений магнитного

напряжения вдоль замкнутого контура магнитной цепи равна алгебраической сумме МДС катушек, охватываемых контуром.

Однако, следует подчеркнуть, что описанные выше закономерности для расчета магнитных цепей Г.Р. Кирхгоф не формулировал и они являются формальной аналогией с правилами для расчета электрических цепей.

Если разбить магнитную цепь, изображенную на рис. 2.7, на участки с одинаковой площадью поперечного сечения и веществом, то каждый такой участок можно представить так называемым магнитным сопротивлением

$R_m = \frac{l_i}{\mu_0 \cdot \mu \cdot S_i}$. Катушку с током I можно представить МДС равной $I \cdot N$.

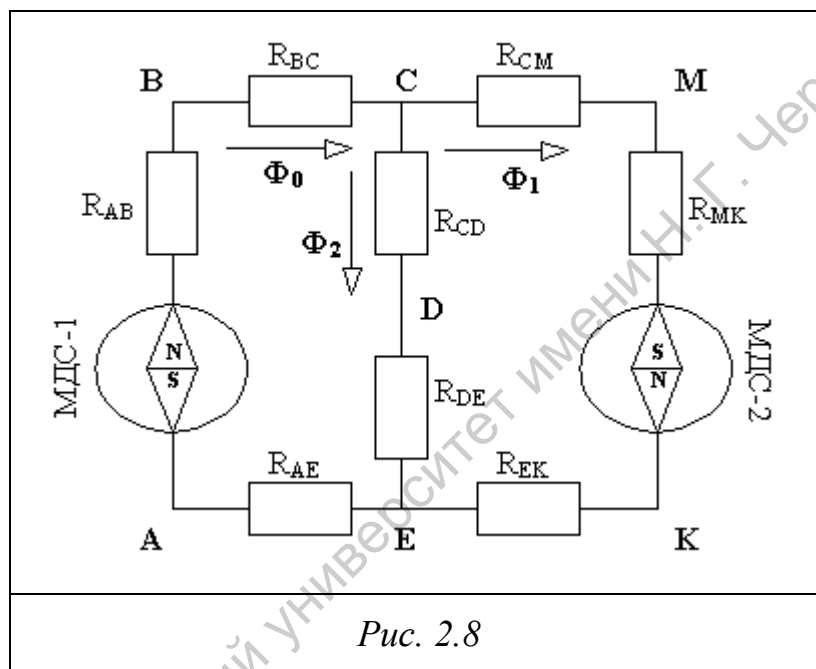


Рис. 2.8

В результате этих преобразований, исходная магнитная цепь будет представлена электрической схемой замещения (рис. 2.8), в которой роль токов будут играть магнитные потоки на соответствующих участках. К этой схеме формально можно применить все законы и методы расчета электрических цепей.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

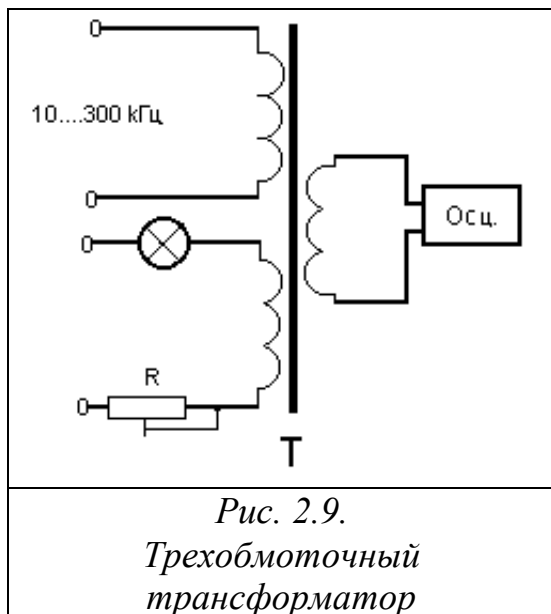
Работа № 2.1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Классический метод определения основной кривой намагничивания ферромагнетика базируется на создании постоянного магнитного поля в образце пропусканием через намагничивающую обмотку постоянного тока и измерении величины магнитной индукции баллистическим гальванометром.

Более современным является метод измерения на переменном токе, поскольку он дает больше информации и лучше поддается автоматизации, хотя таит в себе некоторые сложности.

В данном практикуме применяется функциональный модуль, предназначенный для исследования зависимости коэффициента



трансформации трансформатора с ферромагнитным сердечником от наличия в последнем постоянной составляющей магнитной индукции. Основу модуля составляет трехобмоточный трансформатор Т (см. схему на рисунке 2.9).

Его первичная обмотка подключается к источнику гармонического сигнала (функциональному генератору), а вторичная обмотка соединяется с входом «У» осциллографа. Третья обмотка служит для создания в сердечнике постоянного магнитного потока. Ток через нее создается выпрямителем «2...5 В» лабораторного источника питания, а избыток энергии гасится включенными последовательно с обмоткой переменным резистором R и лампой накаливания. Резистор R служит одновременно для регулирования тока третьей обмотки.

Порядок проведения эксперимента.

1. Снять зависимость напряжения на вторичной обмотке от тока в обмотке подмагничивания на частоте 1кГц. Ток увеличивают до величины, при которой контролируемое напряжение уменьшится в 10 раз.
2. Повторить опыт на частоте 10 кГц, а затем – на частоте 100 кГц.
3. Результаты измерений занести в таблицу и по ним построить соответствующие графики.

Обработка результатов эксперимента

Вывод рабочих формул

В рассматриваемом режиме в сердечнике трансформатора магнитный поток Φ создается двумя токами: постоянным током обмотки подмагничивания i_0 и переменным током i_1 , протекающим по первичной обмотке.

$$\Phi = \Phi(i_1) + \Phi_0(i_0)$$

Взаимосвязь параметров измерительного трансформатора поясняется на совмещенном графике (рис. 2.10).

Закон Ома для магнитных цепей устанавливает связь между магнитодвижущей силой (МДС), магнитным сопротивлением цепи R_m и создаваемым магнитным потоком:

$$\Phi = (i_1 N_1 + i_0 N_2) \frac{\mu S}{l} \quad (2.3)$$

Здесь N – число витков в соответствующих обмотках, S – площадь сечения магнитопровода, l – средняя длина силовой линии в нем, μ – динамическая магнитная проницаемость сердечника в рабочей точке кривой намагничивания, т.е. $\mu = \frac{dB}{dH}$.

В данном опыте трансформатор работает в режиме холостого хода, поскольку входное сопротивление осциллографа, нагружающего вторичную обмотку, весьма велико и может не учитываться.

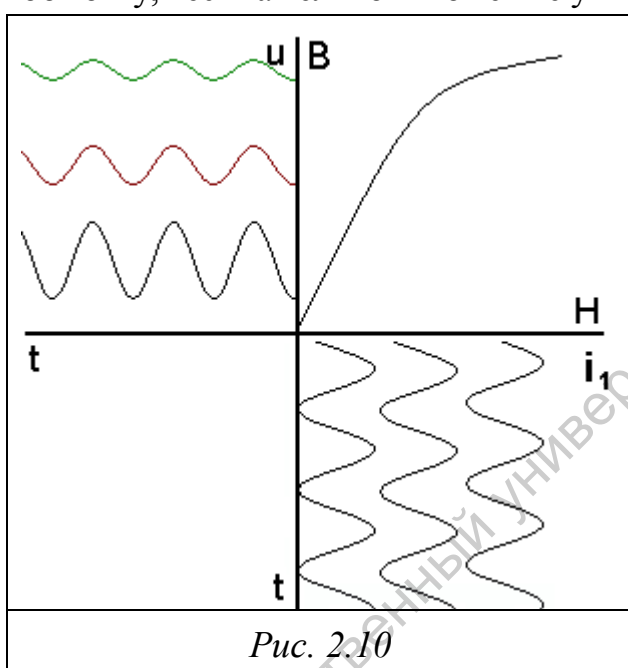


Рис. 2.10

В этом случае ток первичной обмотки можно выразить через напряжение на ней, используя второй закон Кирхгофа:

$$i_1 R_1 + L \frac{di_1}{dt} = u_1 \quad (2.4)$$

На применяемых в опыте частотах генератора индуктивное сопротивление обмотки преобладает над активным, и первым слагаемым в (2.4) можно пренебречь.

Для тороидальных сердечников индуктивность обмотки равна:

$$L = \mu \frac{S}{l} N_1^2,$$

причем в этом выражении магнитная проницаемость определяется как

отношение индукции B к напряженности H , и производная от тока

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{u_1}{\mu \frac{S}{l} N_1^2} \quad (2.5)$$

Напряжение вторичной обмотки u_2 по закону электромагнитной индукции и с учетом (2.3) равно

$$u_2 = N_2 \frac{d\Phi}{dt} = N_1 N_2 \frac{S \mu}{l} \frac{di_1}{dt} \quad (2.6)$$

Подстановка результата (2.5) в (2.6) дает окончательно

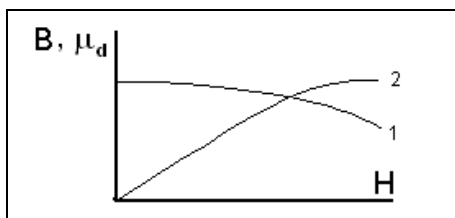


Рис. 2.11

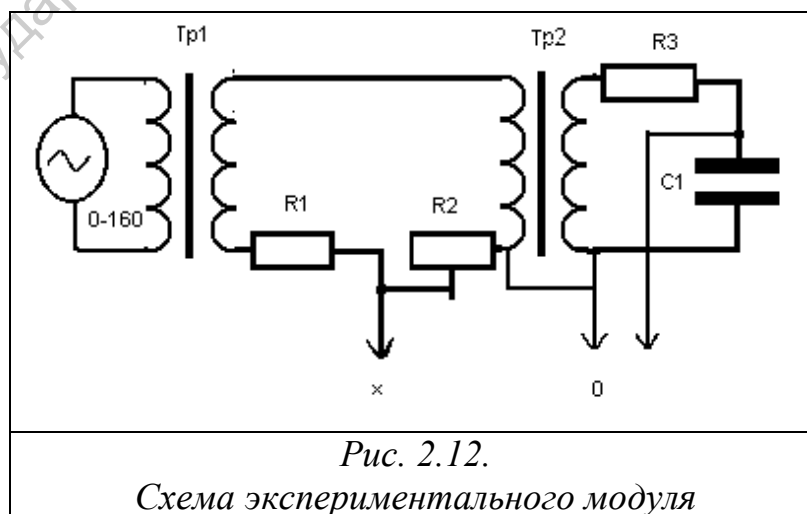
$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{N_2 \mu_d}{N_1 \mu_0} \quad (2.7)$$

Индексы у величины μ введены, чтобы отличить текущую проницаемость μ_0 от динамической проницаемости μ_d . Из полученной формулы видно, что при работе на линейном участке основной кривой намагничивания сердечника отношение напряжений равно отношению чисел витков (идеальный трансформатор). При смещении к области насыщения коэффициент трансформации может служить характеристикой динамической магнитной проницаемости с точностью до величины μ_0 . На графике (рис. 2.11) приведена снятая опытным путем по изменению коэффициента трансформации зависимость динамической магнитной проницаемости μ_d от постоянной составляющей магнитного смещения H (кривая 1). Графическое интегрирование дает зависимость B от H (кривая 2) с той лишь оговоркой, что начальное значение B является постоянной интегрирования и должно определяться по специальной методике или его следует взять из паспортных данных.

Работа № 2.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА

Поскольку взаимодействие ферромагнетиков с внешним магнитным полем носит нелинейный характер и обладает запаздыванием (гистерезисом) магнитной индукции внутри магнетика по отношению к воздействию на него, то экспериментальный модуль должен давать возможность регулировать величину внешнего магнитного поля и одновременно наблюдать изменения во времени как внешнего, так и внутреннего поля.



В предлагаемом эксперименте используется трансформатор (Тр2): ферромагнитный сердечник с надетыми на него двумя обмотками. Схема экспериментального модуля представлена на рисунке 2.12. Измерение тока первичной питающей обмотки и знание параметров этой обмотки дает сведения о значении магнитной индукции внутри обмотки в отсутствие сердечника. Измерение ЭДС, наводимой во вторичной обмотке несет информацию о полном поле в катушке с сердечником. Идея эксперимента состоит в том, что, если получить от исследуемого объекта (трансформатора) два синхронных сигнала: один пропорциональный намагничивающему току, а другой - пропорциональный индукции в магнитопроводе, то можно получить информацию о свойствах ферромагнетика, из которого сделан сердечник.

Вывод рабочих формул

Исследуемый ферромагнитный образец служит магнитопроводом трансформатора Тр2, имеющего две обмотки с числом витков соответственно N_1 и N_2 . Первичная обмотка служит для намагничивания сердечника от внешнего источника переменного тока. Вторичная обмотка воспринимает изменение магнитной индукции сердечника во времени.

Известно, что напряженность магнитного поля в сердечнике трансформатора H определяется выражением (закон Ампера о циркуляции поля) $H = \frac{N_1 i_1}{l}$, где i_1 - ток первичной обмотки, l - средняя длина силовой линии поля.

В нашем случае ток первичной обмотки измеряется косвенно по падению напряжения U на сопротивлении R_2 , поэтому

$$H = \frac{N_1 i_1}{l R_2}$$

Наблюдаемое смещение луча осциллографа x , если известна чувствительность канала горизонтального отклонения k_x (вольт на деление), легко перевести в величину $U = x \cdot k_x$. Тогда величина H оказывается связанной с наблюдаемым смещением соотношением

$$H = \alpha k_x x, \text{ где } \alpha = \frac{N_1}{l R_2}$$

Особо отметим, что ток первичной обмотки i_1 благодаря нелинейной связи магнитной проницаемости от H даже при синусоидальном напряжении на первичной обмотке имеет сложный вид и может быть представлен рядом Фурье

$$i_1 = A_1 \sin \omega t + A_3 \sin 3\omega t + A_5 \sin 5\omega t + \dots$$

Переходя к вторичной обмотке, найдем для рассмотренного случая ЭДС индукции на выводах этой обмотки.

$$e_2 = -N_2 \frac{dB}{dt} S,$$

где S – площадь сечения магнитопровода.

При небольшом числе витков обмотки и высокоомной нагрузке эта ЭДС расходуется главным образом на нагрузке R_3 . Другими словами,

$$I_2 R_3 = N_2 S \frac{dB}{dt} \quad \text{и} \quad I_2 = \frac{N_2 S}{R_3} \frac{dB}{dt}$$

Выше упоминалось, что вторичная обмотка нагружена на интегрирующую цепочку. Благодаря ее свойствам с конденсатора в этой цепочке снимается напряжение

$$U_c = \int_0^t \frac{I_2}{C} dt = \frac{N_2 S}{R_3 C} \int_0^B dB = \frac{N_2 S}{R_3 C} B$$

Зная чувствительность осциллографа k_y по входу «У», получим оценку величины магнитной индукции B :

$$B = \frac{R_3 C k_y U}{N_2 S} = \beta k_y U, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{\mu R_3 C}{N_2 S}$$

Подставив в приведенные формулы значения параметров модуля, можно обработать результаты эксперимента.

Порядок проведения эксперимента.

1. Проверить, подключен ли экспериментальный модуль к источнику регулируемого переменного напряжения (автотрансформатору). Установить ручку регулятора в крайнее положение против часовой стрелки. Вилку источника включить в розетку сети 220 В и включить электронный осциллограф. После его прогрева (виден луч на экране) перевести его в режим характериографа, для чего отключить горизонтальную развертку (на осциллографе имеется соответствующая клавиша). Плавно увеличивая напряжение регулятора, наблюдайте за изображением на экране. Если это замкнутая кривая, похожая на теоретическую петлю гистерезиса, установка исправна, и можно перейти к следующему шагу.

2. Осуществить тарировку установки. Термин «тарировка» означает установление соответствия показаний приборов реальным физическим величинам, которые ими измеряются. В данном случае процедура начинается с проверки вертикальной развертки осциллографа. Для этого параллельно вертикальному входу (входу «У») подключаются проверенный цифровой вольтметр и батарейка с ЭДС около 1,5 В.

По величине смещения луча измеряется подаваемое напряжение и сравнивается с показанием вольтметра. Если расхождение не превышает 5%, переходим к тарировке усилителя горизонтального отклонения. С этой целью на вход «Х» подается напряжение с любого низкочастотного генератора и, меняя его напряжение, длина светящегося отрезка устанавливается равной

целому числу клеток на экране. Затем, не трогая ручек генератора, кабель переносится с входа «Х» на вход «У», и производится определение амплитуды поданного сигнала. Число милливольт, требуемое для смещения луча на одну клетку (деление) по горизонтали, и есть чувствительность осциллографа по горизонтальному входу k_x .

3. Найти параметры основной кривой намагничивания. По определению основная кривая есть геометрическое место вершин петель гистерезиса при разных амплитудах питающего напряжения первичной обмотки исследуемого трансформатора. Следовательно, задавая эти амплитуды через равные промежутки и записывая координаты вершин наблюдаемых при этом петель в делениях координатной сетки на экране, выполняем первую часть задачи.

4. Определить потери на перемагничивание. Эту информацию удобно получать одновременно с предыдущей, вычисляя (конечно, приближенно) площадь каждой наблюдаемой петли в «квадратных клетках».

5. Выразить полученные в предыдущих пунктах данные в физических величинах. Для этого измеренные в «клеточках» величины переводятся в ампер-витки и тесла по приведенным в теоретической части формулам.

6. Оформить результаты работы в виде протокола учебного эксперимента.

Работа № 2.3

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКТИВНЫХ КАТУШКАХ

В теоретической электротехнике под реактивными катушками понимаются катушки индуктивности с ферромагнитным сердечником. Эффект искажения формы гармонического тока в реактивных катушках подробно исследован и достаточно хорошо описан в соответствующей литературе. Студентам предлагается, используя методы численного решения дифференциальных уравнений, попытаться найти форму тока в катушке под действием гармонической ЭДС, если динамическая магнитная проницаемость сердечника описывается выражением:

$$\mu_d = \sqrt{\frac{I_0 - i}{k}},$$

где I_0 – ток насыщения сердечника данной катушки, i – текущее значение тока в катушке, k – коэффициент пропорциональности.

Независимо от решения этой теоретической задачи проводится исследование формы тока в катушке экспериментального модуля с последующей обработкой результатов на персональном компьютере. Методика исследования заключается в следующем.

Сигнал, пропорциональный току в катушке, снимается с резистора модуля и поступает на вход звуковой карты компьютера, которая является,

по сути, аналого-цифровым преобразователем с умеренно широкополосной характеристикой. В ней он переводится в цифровую форму и становится пригодным для анализа компьютерными методами.

Необходимо 1) пронаблюдать осциллограмму сигнала и 2) получить спектр сигнала, т.е. набор составляющих сигнала с указанием их частот, амплитуд и фаз колебаний.

Работа № 2.4

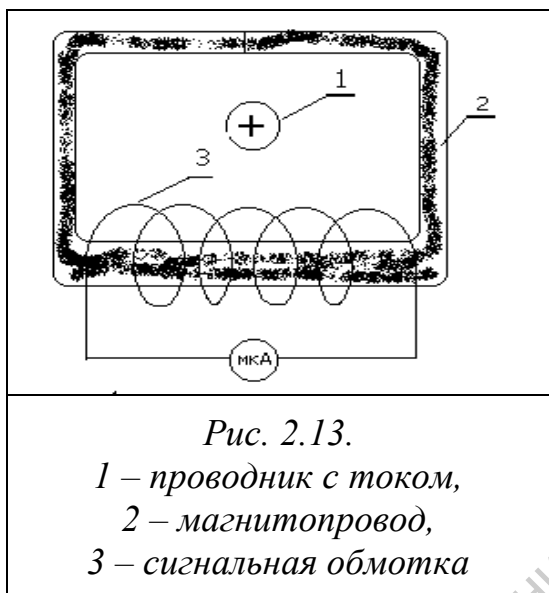


Рис. 2.13.

- 1 – проводник с током,
- 2 – магнитопровод,
- 3 – сигнальная обмотка

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА ТОКОИЗМЕРИТЕЛЬНЫМИ КЛЕЩАМИ

При протекании переменного тока по проводнику вокруг него возникает переменный магнитный поток. Если окружить этот проводник кольцевым ферромагнитным сердечником, то этот магнитный поток локализуется преимущественно внутри ферромагнетика. Амплитуда колебаний магнитного потока будет пропорциональна току в проводнике. Обнаружить колебания

можно, намотав на сердечник обмотку с большим числом витков, и измеряя ЭДС, наводимую в ней переменным магнитным потоком.

Схему измерения описанным способом реализуют с помощью прибора, называемого токоизмерительными клещами, поскольку в приборе предусмотрен механизм размыкания кольцевого сердечника для надевания его на проводник с измеряемым током. Принцип измерения иллюстрируется рис. 2.13.

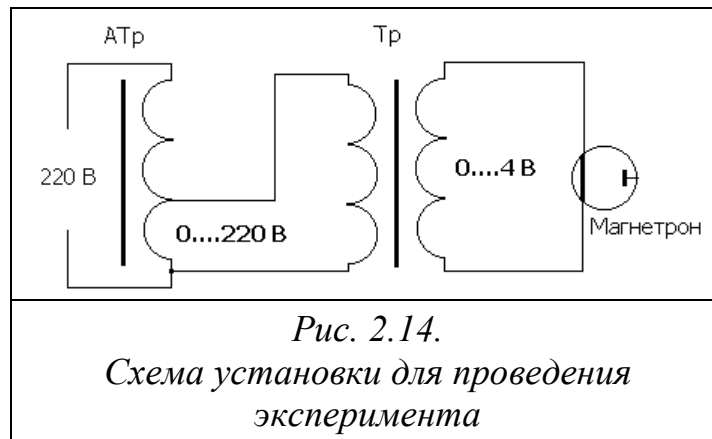
Порядок проведения эксперимента.

Соберите установку, содержащую

- регулятор напряжения (автотрансформатор),
- силовой трансформатор и нагрузку, в качестве которой используется спираль нагрева катода магнетрона типа М-162. У этого магнетрона номинальный ток накала составляет 11А при напряжении 4 В. Схема установки приведена на рис. 2.14.

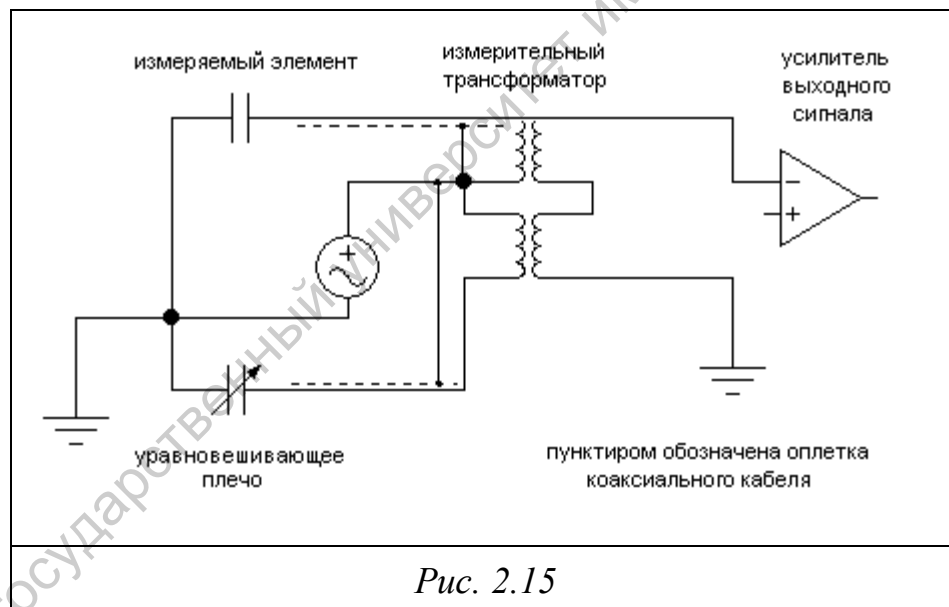
Включите автотрансформатор в сеть. Охватите токоизмерительными клещами один из подводных проводов и отсчитайте показания гальванометра. Оцените влияние местоположения провода в просвете клещей на показания прибора, перемещая прибор относительно провода вручную. Результат подробно опишите и объясните. Можно ли таким способом

измерять постоянный ток, и, если можно, опишите, как нужно изменить методику измерения?



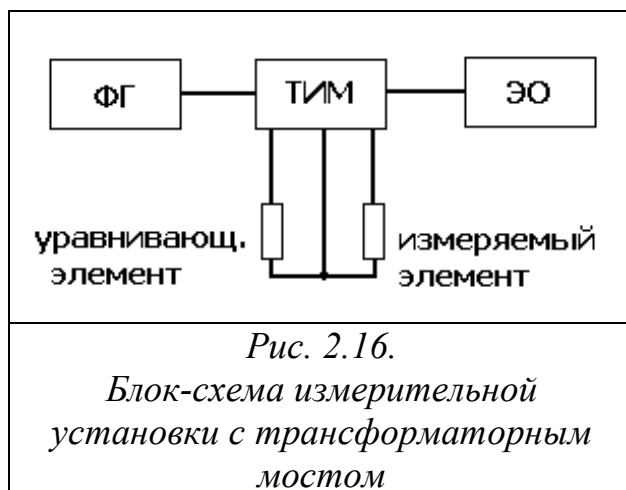
Работа № 2.5

ТРАНСФОРМАТОРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МОСТ



Известные четырехплечие мосты, в которых сравниваются узловые потенциалы (см. мосты Уитстона), обладают тем недостатком, что соединительные элементы (гнезда, провода и т.п.) вносят погрешность в результат измерения. Трансформаторный измерительный мост избавлен в значительной мере от этого недостатка. Схема его приведена на рис. 2.15.

Лабораторный трансформаторный мост состоит из функционального модуля с коммутационными элементами, функционального генератора ФГ, осциллографа ЭО, магазина сопротивлений, магазина емкостей и набора исследуемых двухполюсников. Блок-схема установки приведена на рис. 2.16.



Порядок проведения эксперимента

1. Измерение емкости конденсатора. Подключить к гнездам измерительного плеча конденсатор неизвестной емкости. Установить на функциональном генераторе напряжение 3...5 В и частоту 100 кГц. Электронный осциллограф настроить на развертку со временем полного хода развертки 1-2 мкс и чувствительность 10-20 мВ на деление. Изменяя емкость магазина, добиться минимальной ширины полосы на экране, что будет говорить об уравнивании моста. Произвести отсчет измеренной емкости.

2. Измерение сопротивления постоянного резистора. Вместо магазина емкостей подключить магазин сопротивлений. Произвести те же действия, что и в п.1. Вместо неизвестной емкости подключить неизвестное сопротивление и измерить его величину.

3. Измерение комплексного сопротивления. К установке прилагаются двухполюсники, внутри которых имеются конденсатор и резисторы. В этом случае уравнивание моста не может быть произведено только переменным резистором или переменным конденсатором. В измерительное плечо следует включить параллельно или последовательно магазины сопротивлений и емкостей. Уравнивание на одной частоте генератора производится методом последовательных приближений. Можно начать с любого элемента и изменять его величину до минимальной ширины светящейся полосы на экране осциллографа. Затем менять величину другого элемента до еще большего сужения полосы, и так до получения наилучшего уравнивания моста.

Примечание. Если при смене частоты генератора измеренные значения сопротивления и емкости не изменятся, способ соединения их в двухполюснике совпадает с тем, который применен в уравнивающем плече. В противном случае параллельное соединение надо заменить на последовательное (или наоборот).

Раздел 3. Взаимодействие магнитного поля с электронными потоками.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

Работа № 3.1

ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Идея эксперимента основана на следующих положениях:

– магнитное поле, создаваемое постоянным током в соленоиде, достаточно однородно вблизи его оси;

– вакуумный диод, имеющий соосные катод и анод и помещенный своей осью вдоль оси соленоида, имеет ломаную вольт-амперную характеристику (ВАХ), определяемую формой траектории электронов в межэлектродном промежутке;

– точка излома ВАХ однозначно связана с величиной магнитной индукции, при которой самые медленные электроны перестают попадать на анод, и может быть использована для целей измерения.

Известно, что на движущийся в скрещенных электрическом и магнитном полях электрон действует сила Лоренца

$$F_{л} = eVB,$$

где e – заряд электрона, V – скорость движения и B – магнитная индукция в зоне электронного потока.

Направление этой силы перпендикулярно векторам обоих полей, что заставляет электроны описывать круговые траектории. При этом выполняется следующее уравнение движения:

$$m \frac{V^2}{R} = e \cdot V B,$$

где m – масса электрона, R – радиус кривизны траектории. Величина скорости определяется напряжением анода и находится из соотношения:

$$\frac{mV^2}{2} = e\varphi_a.$$

Используя записанные выше формулы, получаем:

$$B = \frac{\sqrt{2 \frac{m}{e} \varphi_a}}{R}$$

Если радиус кривизны будет меньше половины расстояния между анодом и катодом, электроны в идеальном случае не попадут на анод, а будут находиться в межэлектродном промежутке. Таким образом, определив, при каком значении анодного напряжения происходит падение анодного тока диода, можно оценить величину магнитной индукции:

$$B = \frac{\sqrt{8 \frac{m}{e} \varphi_a}}{D - d},$$

где D – внутренний диаметр анода, d – внешний диаметр катода. Эта формула является рабочей.

Вывод данной формулы является упрощенным. Для строгого решения необходимо учесть, что электрическое поле межэлектродного промежутка искажает круговую траекторию движения электрона в магнитном поле. Решение уравнения движения в этом случае будет сложнее, однако, не внесет существенных изменений в количественные оценки.

Порядок проведения эксперимента.

Задачей данного эксперимента является установление зависимости магнитной индукции в осевой зоне соленоида от намагничивающего тока. Для этого необходимо выполнить следующее.

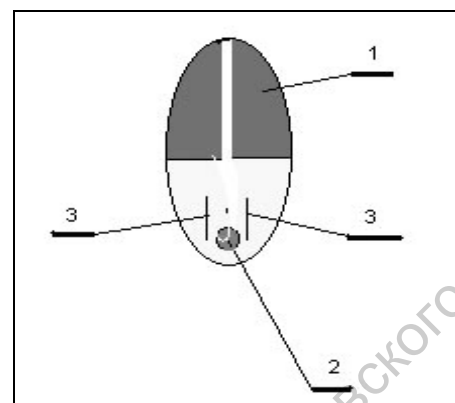
1. При каждом значении тока снять график зависимости анодного тока от анодного напряжения и по нему определить среднее значение потенциала анода φ_a , при котором происходит резкое изменение тока.
2. Пользуясь рабочей формулой, найти значение индукции B для данного намагничивающего тока. Полученные результаты свести в таблицу и перенести на график в осях (I, B) .
3. Дать объяснение полученной экспериментальной зависимости на основе базовых теоретических положений.

Работа № 3.2

ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ИНДИКАТОРА

Идея эксперимента заключается в том, что существует класс электровакуумных приборов с анодом, покрытым слоем вещества (люминофора), светящегося под ударами электронов, благодаря чему можно сделать видимыми (визуализировать) их траектории. Эти траектории в поперечном магнитном поле искривляются, и это позволяет оценивать степень воздействия магнитного поля на электронный поток. К числу таких приборов относятся электронно-лучевые индикаторы. Они были разработаны для радиоприемной аппаратуры как индикаторы качества настройки на резонанс. Устройство одного из таких индикаторов (его тип - 6Е1П) приведено на рис. 3.1.

Главная его часть - электронная пушка - формирует электронный поток прямоугольного поперечного сечения. Электронное облако возникает вокруг катода, обозначенного на рисунке цифрой «2», вследствие термоэлектронной эмиссии, для чего внутрь катода введена спираль, нагреваемая током накала. Катод окружен соединенными с ним электрически металлическими деталями (3) сложной формы. С одной стороны катода помещен анод (1), покрытый слоем люминофора. Форма анода напоминает столовую ложку. Электростатическое поле между катодом и анодом в данном случае вызывает движение свободных электронов в таком направлении, что они образуют «ленту», соединяющую катод с анодом. На пути эта «лента» из электронов наталкивается на управляющий электрод в форме штыря, отрицательный управляющий потенциал которого раздваивает поток. В результате на светящемся аноде возникает «тень» от управляющего электрода, ширина которой пропорциональна потенциалу управляющего электрода и используется как мера этого потенциала. При нулевом потенциале электрода за ним вместо «тени» образуется сфокусированный поток электронов.



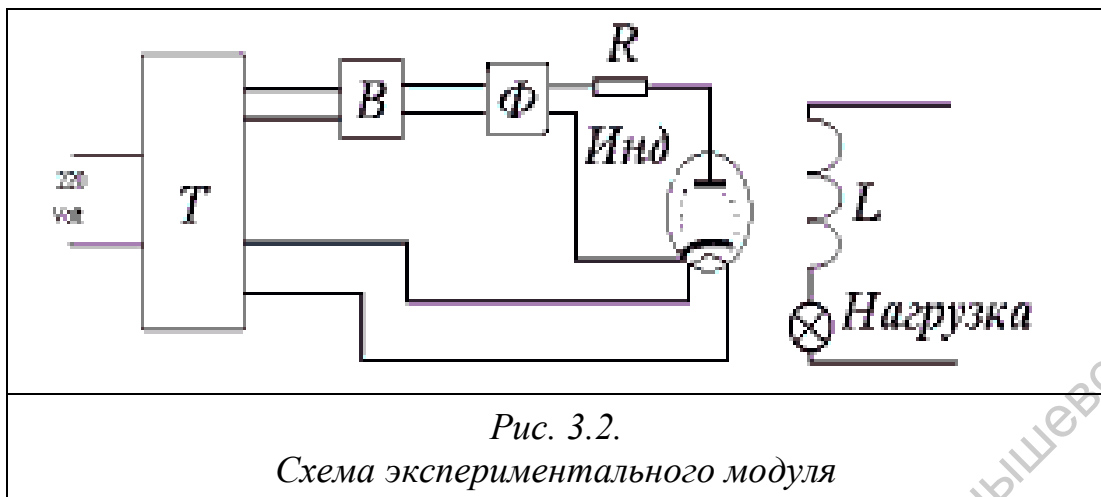
*Рис. 3.1.
Схематическое
устройство электронно-
лучевого индикатора
типа БЕ1П*

Если поместить описанный индикатор в магнитное поле, то вследствие воздействия на электроны силы Лоренца их траектории искривятся, что приведет к искажению формы светящегося пятна на аноде. Исследуя эти искажения при изменении величины магнитной индукции, можно довольно ясно проследить закономерности взаимодействия электронов с магнитным полем и даже использовать данный индикатор для оценки величины магнитной индукции и степени однородности магнитного поля.

Порядок проведения эксперимента.

Все необходимое для данного эксперимента смонтировано в функциональном модуле. В стандартном корпусе размещены (см. рис. 3.2): силовой трансформатор T , диодный выпрямительный мост B , фильтр нижних частот Φ , электронно-лучевой индикатор, катушка L и нагрузочная лампа накаливания.

Включив вилку сетевого шнура в сеть, подадим питание на первичную обмотку силового трансформатора, имеющего две вторичных обмотки. Одна обеспечивает питание цепи накала катода индикатора напряжением 6,3 вольта, другая подает напряжение 240 вольт на выпрямительный мост из 4 полупроводниковых диодов.



На выходе моста получается пульсирующее напряжение, имеющее постоянную составляющую порядка 235 вольт, которую свободно пропускает фильтр нижних частот (его называют еще сглаживающим). Переменная составляющая с частотами 50 герц и выше через фильтр не проходит. В итоге постоянное анодное напряжение через ограничительный резистор поступает на аноды индикатора, создавая в нем поток термоэлектронов от катода к анодам. Если аппаратура исправна, анод индикатора светится, и на нем видна тень от дополнительного электрода в виде вертикальной темной полоски.

Далее необходимо создать магнитное поле, пропуская через катушку довольно значительный ток. Учитывая низкое сопротивление катушки (200 витков толстого медного провода) для создания тока порядка 1...2 ампер потребовался бы регулируемый источник постоянного напряжения в доли вольта. Среди стандартных приборов такого источника нет, поэтому здесь последовательно с катушкой включена в качестве резистора автомобильная лампа мощностью 20 Вт, рассчитанная на напряжение 12 В. Такую цепь несложно запитать от источника типа ИП, используя гнезда 5...25 вольт.

Задания.

1. Изменяя величину тока через катушку с лампой, наблюдайте за отклонением тени на индикаторе. Чтобы увязать наблюдаемый эффект с механизмом взаимодействия потока электронов с магнитным полем, внимательно изучите макет индикатора и его положение относительно катушки на макете, который расположен на передней панели модуля. Тумблер на передней панели позволяет менять направление тока в катушке.
2. Опишите наблюдаемый эффект и объясните его, используя выражение для силы Лоренца.
3. Предложите способ использования нанесенной вокруг индикатора шкалы для оценки магнитной индукции в общепринятых физических единицах.
4. Результаты оформите в виде протокола исследования.

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. И.Е. Иродов. Основные законы электромагнетизма. М.: Высш. шк., 1991.
2. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. 3. Электричество. М.: Наука, 1983.
3. А.Н. Матвеев. Электричество и магнетизм. М.: Высшая школа, 1983.
4. Э. Парселл. Электричество и магнетизм. БКФ. Т. 2. М.: Наука, 1983.

Дополнительная

1. Е.С. Боровик, А.С. Мильнер. Лекции по магнетизму. Харьков: Изд-во Харьковского университета, 1966.
2. С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1988.
3. П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин. Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат, 1986.

СОДЕРЖАНИЕ

Раздел 1. Исследование способов создания и измерения магнитного поля	3
1.1. Вектор магнитной индукции и электромагнитная сила.....	3
1.2. Эффект Холла.....	4
Лабораторные работы	
Работа №1.1. Исследование магнитного поля соленоида.....	6
Работа №1.2. Измерение коэффициента взаимной индукции.....	7
Раздел 2. Исследование эффектов взаимодействия магнитного поля с веществом.....	10
2.1. Магнитная проницаемость.....	10
2.2. Ферромагнетизм.....	12
2.3. Гистерезис намагничивания ферромагнетиков.....	15
2.4. Эффект Баркгаузена.....	18
2.5. Законы Кирхгофа для расчета магнитных цепей.....	19
Лабораторные работы	
Работа № 2.1. Определение основной кривой намагничивания.....	21
Работа № 2.2. Исследование магнитного гистерезиса.....	24
Работа № 2.3. Нелинейные эффекты в реактивных катушках.....	27
Работа № 2.4. Измерение переменного тока токоизмерительными клещами.....	28
Работа № 2.5. Трансформаторный измерительный мост.....	29
Раздел 3. Взаимодействие магнитного поля с электронными потоками.....	31
Лабораторные работы	
Работа № 3.1. Оценка значения магнитной индукции методом магнетрона.....	31
Работа № 3.2. Оценка значения магнитной индукции с помощью электронно-лучевого индикатора.....	32
Литература.....	35