

Лабораторная работа № 66 *Изучение ферромагнетизма*

Цель работы

Изучить магнитные свойства и основные параметры ферромагнетиков.

Магнетики.

Магнитные свойства тел обусловлены магнитными свойствами составляющих их частиц и в конечном счете движением электрических зарядов в атомах и молекулах.

Атомы и молекулы материальных тел представляют собой сложные системы стационарно движущихся электрических зарядов. Такие движущиеся заряды можно рассматривать как микроскопические «молекулярные» токи, каждый из которых обладает магнитным моментом \vec{p}_m и создает вокруг себя магнитное поле. Поле одиночного молекулярного тока довольно быстро уменьшается с расстоянием и имеет заметную величину лишь на расстояниях порядка молекулярных размеров.

Геометрическая сумма магнитных моментов отдельных молекул \vec{p}_m представляет собой магнитный момент всего тела:

$$\vec{p}_{m,V} = \sum \vec{p}_{m,i} \quad (1)$$

Магнитный момент единицы объема:

$$\vec{p}_m = \frac{\vec{p}_{m,V}}{V} = \vec{J} \quad (2)$$

носит название *вектора намагничения*.

В вакууме молекулярные токи отсутствуют, и вектор намагничения тождественно равен нулю:

$$\vec{J}_{\text{вакуум}} = 0 \quad (3)$$

В отличие от вакуума любое тело, имеющее молекулярное строение (твердое, жидкое, газообразное), может быть намагничено так, что $J \neq 0$. Магнитные свойства тел в этом отношении аналогичны электрическим свойствам диэлектриков и любое тело может быть названо *магнетиком*.

В не слишком сильных полях зависимость \vec{J} от напряженности внешнего магнитного поля \vec{H} можно считать практически линейной:

$$\vec{J} = c\vec{H} \quad (4)$$

где c - магнитная восприимчивость.

Для парамагнитных тел $c_{\text{парамаг}} > 0$; для диамагнитных тел $c_{\text{диамаг}} < 0$. Значение $|c| \ll 1$ и для разных веществ лежит в пределах от 10^{-4} до 10^{-6} .

В однородном магнитном поле $H = \text{const}$, намагничение также будет однородным ($J = \text{const}$). Магнитные моменты молекулярных токов ориентируются во внешнем магнитном поле.

В результате сложения магнитных полей молекулярных токов намагниченный магнетик создает дополнительное макроскопическое магнитное поле \vec{H}' , отличное от нуля. Легко показать, что

$$\vec{H}' = \vec{J} \quad (5)$$

При наличии внешнего поля полная напряженность среднего макроскопического поля в магнетике будет равна

$$\vec{H}_{\text{полн}} = \vec{H} + \vec{H}'.$$

Непосредственно наблюдаемой величиной является не \vec{H} , а \vec{B} :

$$\vec{B} = m_0(\vec{H} + \vec{H}') = m_0(\vec{H} + \vec{J}) \quad (6)$$

Подставляя в (6) значение J из (4), получим:

$$\vec{B} = m_0\vec{H}(1 + c) = m\vec{H} \quad (7)$$

где $m = 1 + c$ - магнитная проницаемость данного вещества, $m_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ - магнитная постоянная. Она показывает, во сколько раз магнитная индукция в среде возрастает по сравнению с магнитной индукцией, создаваемой теми же макроскопическими токами в пустоте.

Для парамагнитных тел $c > 0$, $m > 1$; для диамагнитных $c < 0$, $m < 1$.

Структура ферромагнетиков и природа ферромагнетизма

Особняком от рассмотренных случаев стоит очень важная для техники группа ферромагнитных тел. Свое название они получили от латинского слова *ferrum*. К ферромагнитным веществам, кроме железа, относятся кобальт, никель, гадолиний, некоторые сплавы и химические соединения. Ферромагнитные тела сильно намагничиваются уже в сравнительно слабых полях. Как показали опыты Э.Х. Ленца и Б.С. Якоби, произведенные еще в 1839 году, в таких полях $\dot{H}' \gg \dot{H}$, но можно, как и для парамагнетиков, считать, что $J \sim H$ и $B \sim H$. Однако коэффициенты пропорциональности c и m у ферромагнетиков имеют очень большие значения и достигают десятков тысяч.

Бурное развитие электротехники во второй половине XIX века позволило получить большие токи и создать сильные магнитные поля.

Широкое применение железных сердечников для концентрации магнитных полей поставило перед физиками задачу детального исследования намагничивания железа в зависимости от внешнего магнитного поля. Эта задача была решена в 1872 году А.Г. Столетовым.

В результате тщательных опытов А.Г. Столетов установил, что зависимость J от H для железа имеет вид, изображенный на рис. 1.

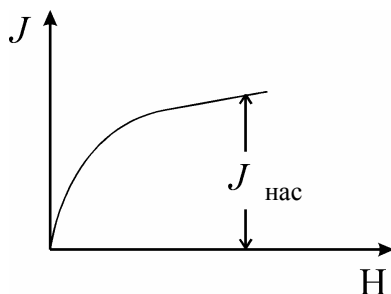


Рис. 1

В слабых полях J круто нарастает с ростом H , быстрее, чем по линейному закону. Далее рост J замедляется, и намагничение стремится к некоторому предельному значению $J_{нас}$, при котором все молекулярные магнетики поворачиваются по полю.

Поскольку $\vec{B} = m_0(\vec{H} + \vec{J})$, то зависимость B от H имеет вид, изображенный на рис. 2.

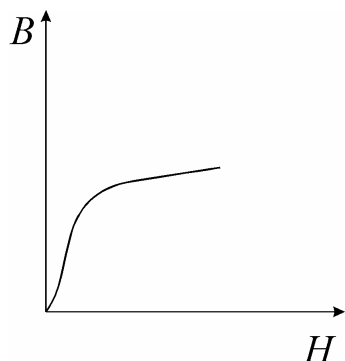


рис. 2

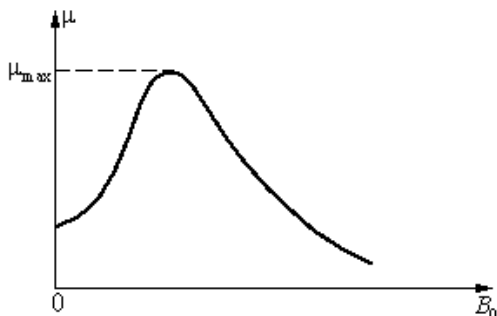


рис. 3

В слабых полях B круто возрастает с ростом H вследствие быстрого роста J . В сильных полях второе слагаемое в (6) остается практически постоянным ($J = J_{нас}$) и B увеличивается только за счет непосредственного увеличения H .

Если чисто формально распространить формулу (7) на ферромагнитные тела и определить магнитную проницаемость как отношение

$$m = \frac{B}{m_0 H} \quad (8)$$

то m в этом случае является сложной функцией H , примерный характер которой изображен на рис. 3.

Магнитная проницаемость для ферромагнетиков

$$m = \frac{B}{m_0 H} = 1 + \frac{J}{H} \quad (9)$$

в слабых полях имеет очень большую величину (так как $J \gg H$) и несколько возрастает с ростом H . В сильных магнитных полях

$J = J_{нас} = const$, а с ростом H отношение $\frac{J}{H} \rightarrow 0$, а $m > 1$.

Кривая зависимости B от H , изображенная на рис. 2, носит название основной кривой намагничивания. Непостоянство магнитной проницаемости приводит к сложной нелинейной зависимости индукции B магнитного поля в ферромагнетике от индукции B_0 внешнего магнитного поля. Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является так называемый гистерезис, то есть зависимость намагничивания от предыстории образца. Кривая намагничивания $B(B_0)$ ферромагнитного образца представляет собой петлю сложной формы, которая называется петлей гистерезиса (рис.

Если теперь уменьшать магнитную индукцию B_0 внешнего поля и довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит остаточную намагниченность – поле внутри образца будет равно B_r . Остаточная намагниченность образцов позволяет создавать постоянные магниты. Для того, чтобы полностью размагнитить образец, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести магнитную индукцию B_0 до значения $-B_{0c}$, которое принято называть коэрцитивной (задерживающей) силой. Далее процесс перемагничивания может быть продолжен, как это указано стрелками на рис. 4

Для изготовления постоянных магнитов применяют ферромагнитные вещества с большим остаточным намагничиванием и большой коэрцитивной силой («жесткие» стали). Для изготовления сердечников применяют «мягкие» магнитные материалы с малой коэрцитивной силой и большой магнитной проницаемостью, т.е. с очень крутым подъемом кривой зависимости B от H .

Вследствие гистерезиса понятие магнитной проницаемости можно применить для ферромагнетиков лишь к основной кривой намагничивания. Из рис. 4 видно, например, что для постоянного магнита при выключении внешнего поля имеется остаточное на-

магнитное $B_{ост} \neq 0$. Из (8) тогда получилось бы, что

$$m = \frac{B_{ост}}{C} = \infty.$$

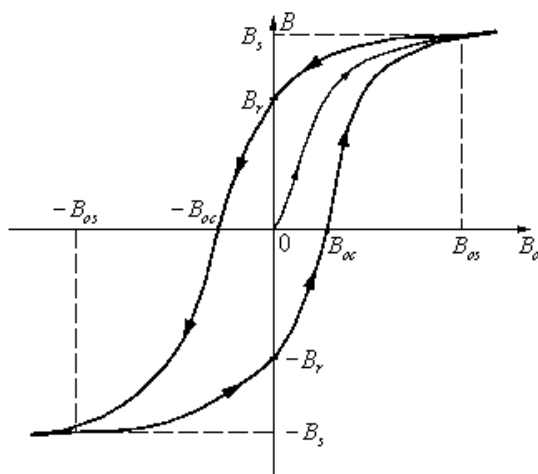


Рис. 4 (петля гистерезиса ферромагнетика. Стрелками указано направление процессов намагничивания и размагничивания ферромагнитного образца при изменении индукции B_0 внешнего магнитного поля.)

Природа ферромагнетизма может быть до конца понята только на основе квантовых представлений. Качественно ферромагнетизм объясняется наличием собственных (спиновых) магнитных полей у электронов. В кристаллах ферромагнитных материалов возникают условия, при которых, вследствие сильного взаимодействия спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация. 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.

В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориен-

тированы в большом кристалле хаотически. Такой кристалл в среднем окажется ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля \vec{B}_0 происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается. С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. 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. 5 может служить качественной иллюстрацией процесса намагничивания ферромагнитного образца.

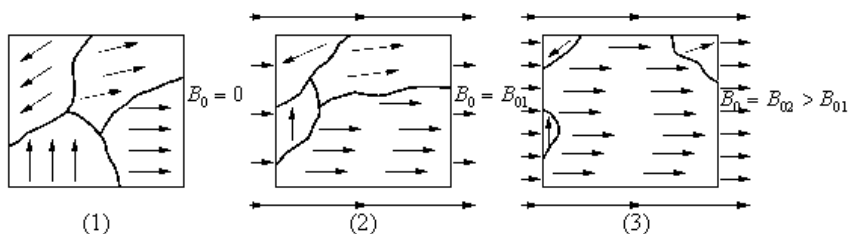


Рис. 5 (Намагничивание ферромагнитного образца. (1) $B_0 = 0$; (2) $B_0 = B_{01}$; (3) $B_0 = B_{02} > B_{01}$.)

ТЕОРИЯ МЕТОДА

Петлю гистерезиса нетрудно получить на экране электронно-лучевой трубки осциллографа. Петля гистерезиса получается, если ферромагнетик поместить в магнитное поле, создаваемое переменным током; на горизонтально отклоняющие пластины трубки подать напряжение U_x , пропорциональное индукции магнитного поля в вакууме B_0 (т.е. напряженность внешнего магнитного поля H), т.к. $B_0 = \mu_0 H$, а на вертикально отклоняющие — напряжение U_y , пропорциональное индукции магнитного поля ферромагнетика B .

Принципиальная схема установки приведена на рис. 6.

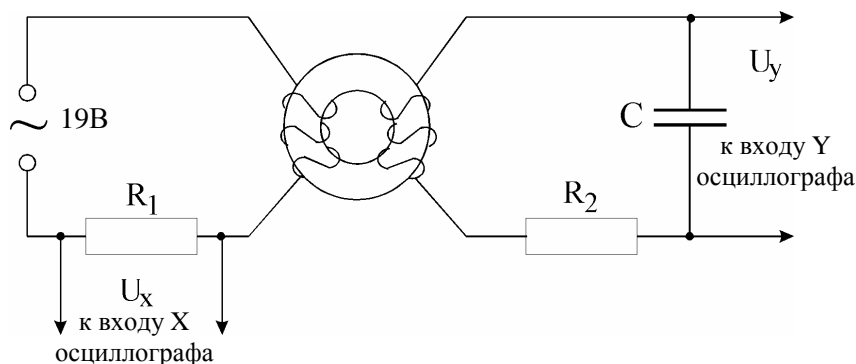


Рис. 6.

Исследуемым веществом является железо, из которого изготовлен тороид. Первичная обмотка тороида питается через сопротивление R_1 с переменным током i_1 . Индукция магнитного поля внутри полого тороида равна: $B_0 = \mu_0 n_1 i_1$, где n_1 - число витков на 1 см. Тогда напряжение на горизонтально отклоняющих пластинах пропорционально B_0

$$U_x = i_1 R_1 = \frac{R_1}{\mu_0 n_1} B_0 \quad (10)$$

Во вторичной обмотке тороида источником тока i является ЭДС индукции. ЭДС индукции равна $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}$, где Φ - поток вектора магнитной индукции через поверхность, охватываемую всеми витками вторичной катушки.

Если S - площадь, охватываемая одним витком, а n_2 - число витков, тогда

$$\Phi = B S n_2, \quad \mathcal{E} = -S n_2 \frac{dB}{dt} \quad (11)$$

Напишем закон Ома для вторичной цепи, пренебрегая самоиндукцией вторичной обмотки.

$$\mathcal{E} = U_c + i R_2 \quad (12)$$

где

$$U_c = U_y = \frac{q}{C} = \frac{\int i \cdot dt}{C} \quad (13)$$

U_c - напряжение на конденсаторе, q - заряд конденсатора.

Если R_2 велико (10^5 Ом), то первым членом справа в формуле (12) можно пренебречь: $\mathcal{E} = i \cdot R_2 = -Sn_2 \frac{dB}{dt}$, откуда

$$i = -\frac{n_2 S}{R_2} \cdot \frac{dB}{dt}.$$

Подставляя значение i в выражение (13), получим, что напряжение, подаваемое на вертикально-отклоняющие пластины осциллографа пропорционально B :

$$U_y = -\frac{n_2 \cdot S}{R_2 \cdot C} \int \frac{dB}{dt} dt = -\frac{n_2 \cdot S}{R_2 \cdot C} \int dB = -\frac{n_2 \cdot S}{R_2 \cdot C} B \quad (14)$$

В результате на одни пластины подается напряжение, пропорциональное B_0 , а на другие – пропорциональное B ; на экране получается петля гистерезиса $B = f(B_0)$.

За один период синусоидального изменения тока след электронного луча на экране опишет полную петлю гистерезиса, а за каждый последующий период в точности ее повторит.

Поэтому на экране будет видна неподвижная петля гистерезиса. Увеличивая потенциометром напряжение U_x , мы будем увеличивать амплитуду колебаний B_0 и получать на экране последовательно ряд различных по своей площади петель гистерезиса. Верхняя точка петли гистерезиса находится на кривой намагничивания. Следовательно, для построения кривой намагничивания необходима снять с осциллограмм координаты n_x и n_y вершин петель гистерезиса.

Для построения кривой намагничивания вычисляют значение B_0 и B из формул (10) и (14), переписанных в виде:

$$B_0 = \frac{m_0 \cdot n_1}{R_1} U_x \text{ и } B = \frac{R_2 \cdot C}{n_2 \cdot S} U_y.$$

Величины U_x и U_y можно определить, зная величину напряжений u_x и u_y , вызывающих отклонение электронного луча на одно деление в направлении осей X и Y при данном усилении. Тогда $U_x = n_x u_x$ и $U_y = n_y u_y$, где n_x и n_y - координаты вершин петель гистерезиса.

Подставляя последние выражения в значениях для B_0 и B , получим

$$B_0 = \frac{m_0 \cdot n_1}{R_1} u_x n_x = k_x n_x \quad (15)$$

$$B = \frac{R_2 \cdot C}{n_2 \cdot S} u_y n_y = k_y n_y \quad (16)$$

где

$$k_x = \frac{m_0 \cdot n_1}{R_1} \cdot u_x \quad (17)$$

$$k_y = \frac{R_2 \cdot C}{n_2 \cdot S} \cdot u_y \quad (18)$$

При перемагничивании образца часть энергии магнитного поля затрачивается на переориентировку доменов.

Величина же этой энергии, приходящейся на единицу объема образца, пропорциональна площади S петли гистерезиса и численно равна

$$W = \frac{I}{m_0} \cdot S \quad (19)$$

Эта часть энергии переходит в теплоту.

Величина W представляет собой энергию, выделяющуюся в виде теплоты в единице объема тороида, за один цикл перемагничивания. Если частота переменного тока n , то количество теплоты, выделяемое за одну секунду равно

$$Q = W \cdot n = \frac{n}{m_0} S.$$

Площадь пели гистерезиса можно найти следующим образом.

Длина одного деления в направлении оси B_0 равна k_x , в направлении оси B - k_y . Тогда площадь одной клетки будет $k_x k_y$. Если петля гистерезиса содержит N клеток, то площадь ее равна $S = N \cdot k_x \cdot k_y$.

Количество теплоты, выделяющееся в единице объема тороида за 1 секунду равно

$$Q = \frac{k_x \cdot k_y}{m_0} \cdot n \cdot N. \quad (20)$$

УПРАЖНЕНИЕ 1

СНЯТИЕ КРИВОЙ НАМАГНИЧЕНИЯ, ИЗУЧЕНИЕ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ НА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ

1. Собирают схему рис. 6
2. Включают осциллограф и ручками « \Leftrightarrow » и «С» устанавливают электронный луч в центре экрана.
3. Подключают схему к сети.
4. С помощью ручек переключателей « $V/\text{дел}$ » и потенциометром источника ВС-24 добиваются того, чтобы петля гистерезиса имела участок насыщения и занимала большую часть экрана.
5. Определяют координаты n_x и n_y вершины петли (рис. 4).
6. Уменьшая подаваемое напряжение с помощью потенциометра источника, получают на экране осциллографа семейство петель гистерезиса. Снимают для каждой из них координаты вершины. Измерения повторяют до тех пор, пока петля не стянется в точку.
7. Чувствительность осциллографа по координатным осям (U_x и U_y) определяют по положениям ручек « $V/\text{дел}$ » и « $\times 1, \times 10$ » осциллографа. (Переключатели « $V/\text{дел}$ » устанавливают калиброванный коэффициент отклонения, когда потенциометры плавной регулировки установлены в крайнее правое положение).

8. Вычисляют значения k_x и k_y по формулам (17) и (18).
9. Вычисляют значения B_0 и B для координат вершин всех полученных петель гистерезиса.
10. По полученным данным строят на миллиметровой бумаге график зависимости $B = f(B_0)$.
11. Установить на экране осциллографа петлю гистерезиса, чтобы петля имела участок насыщения и занимала большую часть экрана.
12. Снимают координаты десяти-двенадцати различных точек петли в делениях координатной сетки экрана осциллографа.
13. Вычерчивают петлю на миллиметровке, выбирая по осям X и Y такой же масштаб, как и на координатной сетке.
14. Подсчитывают число n миллиметровых клеток, охватываемых верхней половиной петли. Вычисляют $N = 2n$.
15. По формуле (20) вычисляют тепловые потери на перемагничивание.

УПРАЖНЕНИЕ 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКА

Если известна зависимость коэффициента самоиндукции катушки от магнитной проницаемости ее сердечника, то определение m сводится к измерению величины L . В простейшем случае – для бесконечного соленоида или тороида – зависимость между L и m может быть легко найдена.

Рассмотрим тороид длиной l и сечением S . Пусть через обмотку тороида, содержащего n_1 витков и имеющего коэффициент самоиндукции L , течет ток i . По закону Био-Савара-Лапласа, поток вектора магнитной индукции определяется выражением:

$$\Phi = L \cdot i \quad (21)$$

С другой стороны, поток вектора магнитной индукции, проходящий через один виток тороида, в данном случае равен

$$\Phi_1 = B \cdot S \quad (22)$$

где B - вектор магнитной индукции. Общий поток, проходящий через все витки тороида, равен

$$\Phi = n_1 \cdot \Phi_1 = B \cdot S \cdot n_1.$$

Известно, что магнитная индукция внутри соленоида (тороида) равна

$$B = m \cdot m_0 \cdot n \cdot i,$$

где $n = n_1 / l$ - число витков на единицу длины; m - относительная проницаемость среды, $m_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ - магнитная постоянная.

Тогда

$$\Phi = m \cdot m_0 \cdot \frac{n_1^2}{l} S \cdot i.$$

Сравнивая последнее выражение с уравнение (21), получаем:

$$L = m \cdot m_0 \cdot \frac{n_1^2}{l} S$$

откуда

$$m = \frac{L \cdot l}{m_0 \cdot n_1^2 \cdot S}. \quad (23)$$

Величина L может быть определена из формулы индуктивного сопротивления катушки: $X_L = \sqrt{R^2 - (wL)^2}$, где R - сопротивление катушки постоянному току (активное сопротивление; $w = 2\pi n$ - циклическая частота тока; L - индуктивность катушки.

Отсюда

$$L = \frac{\sqrt{X_L^2 - R^2}}{w} \quad (24)$$

ИЗМЕРЕНИЯ

1. Собирают схему рис. 7.

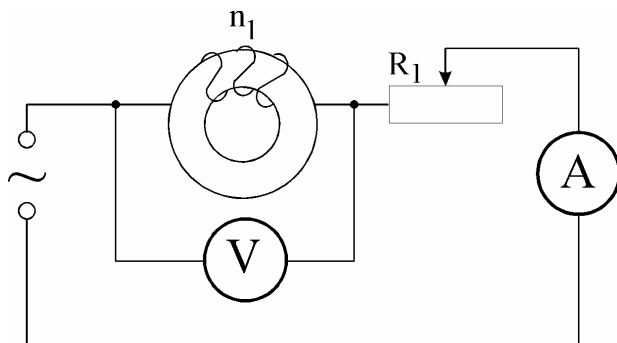


рис. 7

2. Определяют реактивное сопротивление катушки X_L при

трех различных токах:
$$X_L = \frac{U_{\text{з}}}{I_{\text{з}}},$$

где $U_{\text{з}}$ - измеренное вольтметром падение напряжение на катушке; $I_{\text{з}}$ - сила тока в катушке.

3. Определяют индуктивность катушки L для трех различных токов по формуле (24).
4. Зная I , L , n_1 , m_0 , S - определяют по формуле (23) магнитные проницаемости сердечника при трех токах. Убеждаются, что магнитная проницаемость ферромагнетика зависит от величины тока, протекающего по катушке, а, следовательно, и напряженности внешнего магнитного поля (рис. 3).

Примечание: В работе используется железный тороид с сечением $S = 15 \text{ см}^2$, число витков в первичной обмотке $n_1 = 100 \text{ витков}$, во вторичной $n_2 = 603 \text{ витка}$, длина тороида $l = 19 \text{ см}$, $R_1 = 1,5 \text{ Ом}$, $C = 5 \text{ мкФ}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Магнетики и их разновидности.
2. Особенности диамагнетиков и парамагнетиков.

3. Ферромагнетики, их структура.
4. Спонтанная намагниченность доменов и ее природа.
5. Процесс начального технического намагничивания ферромагнетиков.
6. Перемагничивание ферромагнетиков и петля гистерезиса.
7. Связь петли гистерезиса с затратами энергии на перемагничивание ферромагнетиков.
8. Причина образования остаточной магнитной индукции в ферромагнетиках. Коэрцитивная сила ферромагнетика. Что она характеризует?
9. Магнитная проницаемость и магнитная восприимчивость магнетиков. Их особенность у ферромагнетиков.
10. Мягкие и жесткие ферромагнетики, их применение в технике.
11. Принцип получения в лабораторной установке напряжений, пропорциональных напряженности и магнитной индукции поля в образце.
12. Порядок размагничивания ферромагнетика.

Литература

ОСНОВНАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Матвеев. Электричество и магнетизм. Учеб. пособие для студ. вузов.- М. : ОНИКС 21 век: Мир и Образование , 2005.- 463с
2. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Электричество. : учеб. пособие для студ. физических спец. вузов- 4-е изд., стереотип.- М. : Физматлит: МФТИ , 2002.- 656с.
3. И.Е. Иродов. Электромагнетизм. Основные законы. М., ЛБЗ, 2001.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Калашников С.Г. Электричество. М. : Наука , 1985.- 576с.
2. Савельев И.В. Общий курс физики. Т. 3. Электричество. учеб. пособие для втузов- М. : Астрель : АСТ , 2003.- 336с
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, вып. 5,6. Электричество и магнетизм. М., Мир, 1966.