

Работа №10

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНЕТИКА В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

К ферромагнетикам относятся вещества, магнитная проницаемость которых достигает больших значений и зависит от внешнего магнитного поля, как в данный момент, так и в предшествующие моменты времени. Намагниченность ферромагнетика может сохраняться и после того, как внешнее магнитное поле исчезло. В этом случае ферромагнетик становится постоянным магнитом. Ферромагнитные свойства вещества проявляются только тогда, когда соответствующее вещество находится в кристаллическом состоянии. Для каждого вещества имеется определенная температура (точка Кюри), выше которой ферромагнитные свойства исчезают и ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик.

Опытным путем было установлено, что ферромагнетизм обусловлен спиновым магнитным моментом электронов, а не их

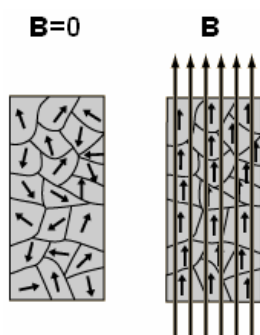


Рис. 1.

орбитальным движением, причем даже в отсутствие внешнего магнитного поля в ферромагнитных веществах образуются макроскопические области (домены) с характерным размером 10–100 мкм, в которых спиновые моменты ориентированы в одном направлении. Образование доменов является квантовомеханическим эффектом и обусловлено так называемым обменным взаимодействием. При отсутствии магнитного поля домены ориентированы хаотически, а при наложении внешнего магнитного поля ориентируются вдоль него (рис. 1).

Магнитная восприимчивость ферромагнетиков является функцией напряженности магнитного поля, а зависимость $J(H)$ имеет вид, показанный на рис. 2. При включении внешнего магнитного поля домены, ориентированные по полю, растут за счет доменов, ориентированных против поля. Такой рост в слабых полях имеет обратимый характер. С увеличением поля проис-

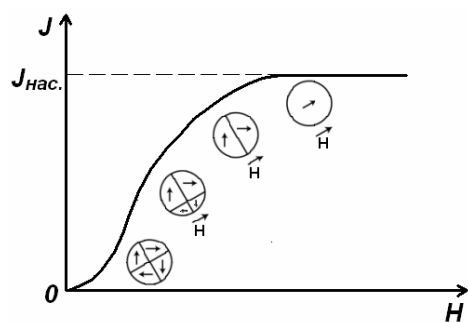


Рис. 2.

Этот предел соответствует переориентации магнитных моментов всех доменов вдоль поля. Процесс переориентации магнитных моментов доменов является необратимым, что и служит причиной гистерезиса и остаточного намагничивания. Гистерезисом называется зависимость векторов \mathbf{J} и \mathbf{B} не только от приложенного внешнего поля, но и от предыстории данного образца, т.е. от его намагниченности в предыдущие моменты времени.

Кривая изменения индукции при увеличении напряженности поля для предварительно полностью размагниченого вещества (0–1 на рис.3) называется начальной кривой намагничивания.

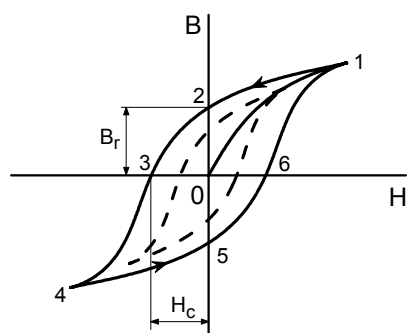


Рис. 3.

Если намагнитить ферромагнетик до насыщения (точка 1 на рис.3), а затем начать уменьшать напряженность H намагничивающего поля, то, как показывает опыт, уменьшение B идет по кривой 1–2, лежащей выше кривой 0–1. При дальнейшем увеличении противоположного поля ферромагнетик перемагничивается (кривая 3–4) и достигает насыщения в точке 4. Затем ферромагнетик можно снова размагнитить (кривая 4–5–6) и вновь намагнитить до насыщения (кривая 6–1).

После нескольких циклов изменения напряженности от положительного до отрицательного максимальных значений зави-

ходит одновременная переориентация магнитных моментов в пределах всего домена. Намагниченность не увеличивается безгранично с увеличением напряженности, а имеет предел, называемый намагниченностью насыщения ($J_{\text{нас}}$ на рис. 2). Этот

предел соответствует переориентации магнитных моментов всех доменов вдоль поля. Процесс переориентации магнитных моментов доменов является необратимым, что и служит причиной гистерезиса и остаточного намагничивания. Гистерезисом называется зависимость векторов \mathbf{J} и \mathbf{B} не только от приложенного внешнего поля, но и от предыстории данного образца, т.е. от его намагниченности в предыдущие моменты времени.

симось $B=B(H)$ начинает повторяться и приобретает характерный вид симметричной замкнутой кривой (1–2–3–4–5–6–1), называемой петлей гистерезиса (см. рис. 3). Петли гистерезиса можно получить при различных значениях максимальной напряженности внешнего поля. Если при амплитудных значениях H насыщение не достигается, получается петля, называемая частным циклом (пунктирная петля на рис. 3). Геометрическое

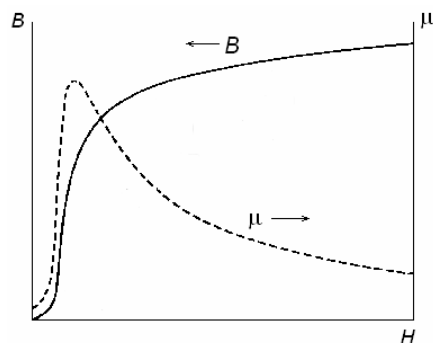


Рис. 4.

место точек вершин симметричных циклов гистерезиса называется основной кривой намагничивания. Основная кривая намагничивания практически совпадает с начальной кривой. Симметричная петля гистерезиса, полученная при максимальной напряженности поля, соответствующей насыщению ферромагнетика, называется предельным

циклом. Для предельного цикла устанавливают также значения индукции B_r при $H=0$, которое называется остаточной индукцией, и значение H_c при $B=0$, называемое коэрцитивной силой (см. рис. 3). Коэрцитивная сила показывает, какую напряженность внешнего поля, имеющего направление противоположное полю, вызвавшему намагничивание, следует приложить к веществу, чтобы уменьшить остаточную индукцию до нуля.

Поскольку магнитная индукция $B=\mu_0(H+J)$, то она быстро возрастает с ростом J , а после достижения $J_{\text{нас}}$ ее зависимость от H следует линейному закону $B=\mu_0H+\text{const}$, где $\text{const}=\mu_0J_{\text{нас}}$. (сплошная кривая на рис. 4). Зная, что $B=\mu_0\mu H$, можно найти зависимость магнитной проницаемости $\mu(H)$ (пунктирная кривая на рис.4), как тангенс угла наклона прямой, проведенной из начала координат через произвольную точку кривой $B(H)$. При увеличении H от нуля угол наклона (а значит и μ) сначала растет. Несколько раньше, чем наступает насыщение, он достигает максимума, а затем убывает. При неограниченном возрастании

H проницаемость асимптотически приближается к единице. Это следует из того, что J в выражении $\mu = 1 + J/H$ ограничено значением $J_{\text{нас}}$. Поскольку зависимость $B(H)$ неоднозначна, понятие магнитной проницаемости применяют только к основной кривой намагничивания.

При перемагничивании образца часть энергии магнитного поля затрачивается на перестройку доменов. Вычислим ее, пользуясь законом сохранения энергии. Пусть ферромагнитный сердечник в форме тора, намагничивается равномерно расположенной на нем обмоткой, имеющей сопротивление R , сила тока I в которой обеспечивается э. д. с. ε . Если сила тока постоянна, то постоянным будет и магнитное поле, и его энергия не будет изменяться. В этом случае работа источника за время dt превращается целиком в тепло Q . Согласно закону Джоуля-Ленца

$$Q = \varepsilon I dt = R I^2 dt. \quad (1)$$

Пусть теперь сила тока в обмотке медленно увеличивается. Тогда помимо тока I в цепи появится ток самоиндукции δI , направленный согласно правилу Ленца противоположно току I . При этом за время dt увеличится и магнитное поле, на создание которого потребует дополнительная работа δA . Согласно закону сохранения энергии должно быть

$$\varepsilon(I - \delta I)dt = R(I - \delta I)^2 dt + \delta A. \quad (2)$$

Как видно из сравнения (1) и (2) работа источника уменьшилась на величину $\varepsilon \cdot \delta I \cdot dt = R \cdot I \cdot \delta I \cdot dt$, тогда как уменьшение количества теплоты равно

$$\delta Q = R I^2 dt - R(I - \delta I)^2 dt \approx 2R I \delta I dt. \quad (3)$$

Разность этих работ, равная $R \cdot I \cdot \delta I \cdot dt$ равна работе намагничивания, и поэтому

$$\delta A = R I \delta I dt. \quad (4)$$

Согласно закону электромагнитной индукции э. д. с. ε_i , индуцируемая в обмотке, определяется, как

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Psi}{dt}, \quad (5)$$

где Ψ – потокосцепление, равное произведению числа витков N на магнитный поток Φ , пронизывающий каждый виток. Тогда

$$\varepsilon_i = -\frac{d(N\Phi)}{dt} = -NS \frac{dB_n}{dt}, \quad (6)$$

где B_n – нормальная к плоскости витка составляющая магнитной индукции в магнетике. Отсюда получается

$$\delta I = \frac{S}{R} \frac{dB_n}{dt} N, \quad (7)$$

а следовательно,

$$\delta A = RI \frac{S}{R} \frac{dB_n}{dt} N dt = SNI dB_n. \quad (8)$$

Предполагая, что радиус тора значительно превосходит радиус витков обмотки, будем считать поле внутри сердечника однородным. Согласно теореме о циркуляции вектора \mathbf{H}

$$H \cdot l = N \cdot I, \quad (9)$$

где l – длина сердечника, вычисленная по его среднему радиусу. С учетом (9) перепишем (8), как

$$\delta A = S \cdot l \cdot H \cdot dB_n = (\vec{H} d\vec{B}) V, \quad (10)$$

где $V = Sl$ – объем сердечника. Работа $dA_{\text{ед.об.}}$, необходимая для увеличения индукции на $d\mathbf{B}$ в единице объема магнетика будет равна

$$dA_{\text{ед.об.}} = (\vec{H} d\vec{B}), \quad (11)$$

а полная работа на единицу объема при переходе от состояния намагниченности 1 к состоянию 2 определится, как

$$A_{\text{ед.об.}} = \int_1^2 (\vec{H} d\vec{B}). \quad (12)$$

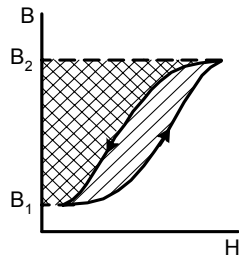


Рис. 5.

Полученное выражение справедливо для любой зависимости \mathbf{B} от \mathbf{H} . Геометрически интеграл (12) представляет собой площадь фигуры, ограниченной кривой $B(H)$ и отрезком оси B от начального до конечного значений индукции. На рис. 5 эта площадь заштрихована для правой ветви петли гистерезиса (переход от B_1 к B_2) с наклоном вправо, а для левой ветви (переход от B_2 к B_1) – с накло-

ном влево. Соответствующие интегралы (12) отличаются знаком. Поэтому, при вычислении интеграла при полном обходе петли площади с пересекающейся штриховкой вносят в интеграл в сумме нулевой вклад, и интеграл оказывается численно равным площади петли гистерезиса:

$$A_{\text{ед.об.}} = \oint (\vec{H} d\vec{B}) = S_{\text{гист.}} \quad (13)$$

Поскольку энергия магнитного поля является функцией состояния, при возврате в исходную точку петли она оказывается в точности такой же, как и перед началом цикла. Следовательно, работа (13) идет не на создание энергии магнитного поля. Как показывает опыт, она идет на увеличение внутренней энергии ферромагнетика, т. е. на его нагревание. При перемагничивании ферромагнетика с частотой переменного тока ν количество теплоты, выделяющееся в образце объемом V за 1 с, будет равно

$$W = \nu V S_{\text{гист.}} \quad (14)$$

Очевидно, что в отсутствие ферромагнетика, когда петля гистерезиса вырождается в основную кривую намагничивания, площади с пересекающейся штриховкой на рис. 5 будут равны друг другу, и работа (13) окажется равной нулю.

Оборудование и методика

Принципиальная схема установки для наблюдения кривых гистерезиса показана на рис. 6. Из ферромагнитного материала выполнен тороидальный сердечник трансформатора T_p , первичная обмотка которого содержит N_1 витков, вторичная – N_2 витков. Регулируемое напряжение U с частотой ν подается с генератора на первичную обмотку трансформатора, и в ней протекает ток I_1 . Вторичная обмотка присоединяется к интегрирующей цепочке R_2C . С выхода «X» снимается напряжение U_x , пропорциональное

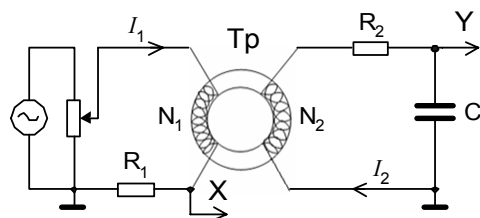


Рис. 6.

генератора на первичную обмотку трансформатора, и в ней протекает ток I_1 . Вторичная обмотка присоединяется к интегрирующей цепочке R_2C . С выхода «X» снимается напряжение U_x , пропорциональное

напряженности магнитного поля H в трансформаторе, а с выхода «Y» – напряжение U_y , пропорциональное индукции B . Кривая $Y(X)$ представляет собой петлю гистерезиса. Изменяя напряжение U на первичной обмотке трансформатора, можно получить семейство петель гистерезиса, вершины которых лежат на основной кривой намагничивания.

Покажем справедливость сделанных утверждений, что $U_x \sim H$, а $U_y \sim B$. Применяя для тороида теорему о циркуляции вектора \mathbf{H} , и выбирая в качестве контура интегрирования окружность среднего радиуса тора, получим, что H пропорционально току в обмотке:

$$H = N_1 I_1 / 2\pi r, \quad (15)$$

где r – средний радиус тора, а напряжение

$$U_x = I_1 R_1 = \frac{2\pi r R_1}{N_1} H \quad (16)$$

пропорционально напряженности магнитного поля. Таким образом, действительно U_x пропорционально H .

Покажем теперь, что напряжение, снимаемое с выхода «Y», пропорционально индукции магнитного поля в сердечнике. Ток I_2 (см. рис. 6) обеспечивается э. д. с. индукции во вторичной обмотке трансформатора с числом витков N_2 согласно соотношениям (5) – (6). Напишем закон Ома для вторичной цепи, пренебрегая самоиндукцией вторичной обмотки,

$$I_2 R_2 = \varepsilon_i - U_C, \quad (17)$$

где

$$U_C = U_y = \frac{q}{C} = \frac{\int I_2 dt}{C}. \quad (18)$$

Здесь U_C – напряжение на конденсаторе, q – заряд конденсатора. Для тока I_2 имеем из (17):

$$I_2 = \frac{\varepsilon_i}{R_2} - \frac{q}{R_2 C}. \quad (19)$$

Если параметры интегрирующей цепочки выбраны так, что время релаксации $\tau = R_2 C$ много больше характерного времени изменения э. д. с., т. е. периода перемагничивания, то заряд, накапливаемый конденсатором, будет незначительным (см. описание

лабораторной работы № 3). Тогда вторым слагаемым в (19) можно пренебречь и с учетом (6) записать

$$I_2 = -\frac{N_2 S}{R_2} \frac{dB}{dt}. \quad (20)$$

Подставляя (20) в (18), получим, что напряжение U_y пропорционально B :

$$U_y = -\frac{N_2 S}{R_2 C} \int \frac{dB}{dt} dt = -\frac{N_2 S}{R_2 C} \int dB = -\frac{N_2 S}{R_2 C} B. \quad (21)$$

При регистрации зависимости $Y(X)$, где X и Y отсчитываются в делениях шкалы, напряжения U_x и U_y связаны с величинами X и Y через масштабные множители K_x и K_y , имеющие размерность В(мВ)/деление:

$$U_x = K_x \cdot X, \quad U_y = K_y \cdot Y. \quad (22)$$

Подставляя U_x и U_y из (22) соответственно в (16) и (21) и опуская знак в (21), получим расчетные формулы для величин H и B :

$$H = \frac{N_1 K_x X}{2\pi r R_1}, \quad B = \frac{R_2 C K_y Y}{N_2 S}. \quad (23)$$

Выражение для мощности потерь в образце получается в результате подстановки (23) в (13) при учете того, что объем образца $V=2\pi r S$,

$$W = v \frac{R_2 N_1 C K_x K_y}{R_1 N_2} S'_{гист}. \quad (24)$$

Здесь $S'_{гист}$ – площадь петли гистерезиса в делениях шкалы.

Структурная схема установки для проведения опытов приведена на рис. 7. Переменное напряжение от генератора гармонических колебаний ГЗ-106 подается на вход PQ кассеты ФПЭ-07. Внутри кассеты расположены тороидальный трансформатор с ферромагнитным сердечником и интегрирующая RC цепочка, параметры которой $R_2 = 24$ кОм (относительная погрешность $\pm 5\%$), $C = 0.47$ мкФ ($\pm 10\%$).

Первичная обмотка трансформатора содержит $N_1=50$ витков, вторичная обмотка $N_2=200$ витков. В первичную обмотку включен резистор $R_1 = 51$ Ом ($\pm 5\%$). Сердечник прямоугольного сечения имеет размеры: внешний диаметр $d_1=31.0\pm 0.5$ мм, внутренний диаметр $d_2 = 18.5\pm 0.5$ мм, высота $h = 7.0\pm 0.2$ мм. На-

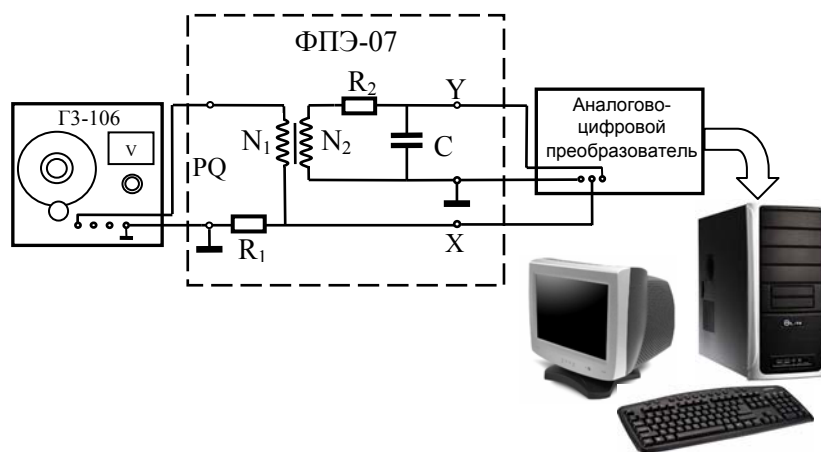


Рис. 7.

пряжения U_x и U_y с выхода кассеты преобразуются в цифровой вид аналогово-цифровым преобразователем и поступают в компьютер. Для наблюдения петли гистерезиса на экране монитора и измерения ее параметров используется специальная программа (C:\Hysteresis\Hysteresis.exe). Интерфейс программы показан на рис. 8. В программе предусмотрены, как возможность наблюдения экспериментальной петли гистерезиса, так и построение модельной петли.

Для экспериментальной петли можно выбрать масштабные множители K_x и K_y . Петля может быть помещена в центр экрана ползунками x_0 и y_0 . После остановки развертки становятся доступными функции сохранения и чтения предварительно сохраненной зависимости $U_y(U_x)$ в меню «Файл».

Модельная петля представляет собой функцию четырех параметров. Параметры «x» и «y» соответствуют координатам вершин петли в клетках шкалы, параметр «a» – коэрцитивной силе, параметр «β» – углу наклона касательной к основной кривой намагничивания в начале координат. Передвижением соответствующих ползунков можно добиться почти точного воспроизведения экспериментальной петли. При нажатии клавиши «Площадь» вычисляется площадь модельной петли в квадратах сетки шкалы.

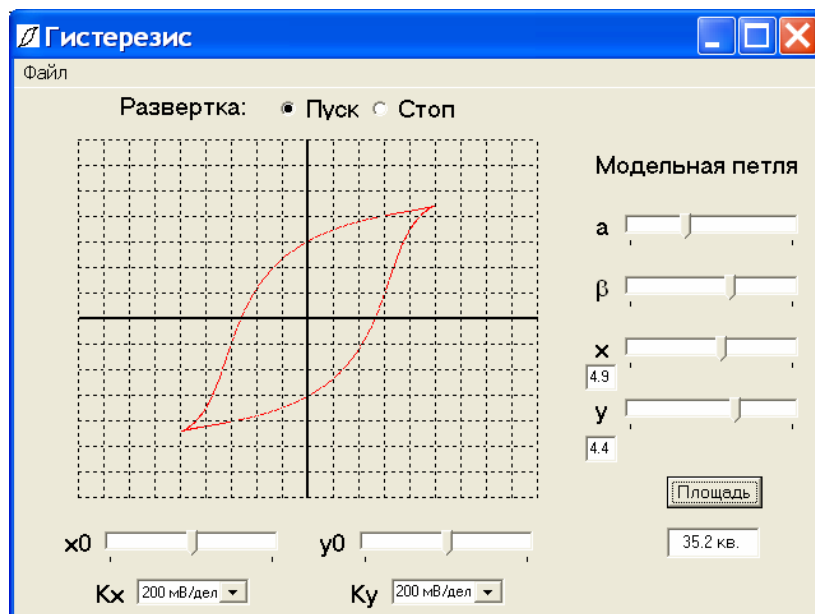


Рис. 8.

Выполнение работы

Упражнение 1. Получение кривой намагничивания ферромагнетика.

- 1) Собрать схему согласно рис. 7.
- 2) Включить компьютер и загрузить программу Hysteresis.exe (C:\Hysteresis\Hysteresis.exe).
- 3) Включить генератор и установить на выходе генератора синусоидальное напряжение ~ 5 В с частотой 1000 Гц.
- 4) Подобрать масштабные коэффициенты K_x и K_y , так, чтобы петля имела вид, подобный показанному на рис. 8.
- 5) Установить при помощи ползунков x_0 и y_0 изображение петли в центре координатной сетки.

- 6) Изменяя параметры модельной петли при помощи соответствующих ползунков, выяснить, как зависит форма и размеры модельной петли от ее параметров.
- 7) Увеличивая выходное напряжение генератора получить максимальную петлю гистерезиса, занимающую все окно.
- 8) Пошагово уменьшая выходное напряжение генератора, измерить координаты вершин петель гистерезиса. Для измерения координат использовать модельную петлю. При этом достаточно, чтобы у экспериментальной и модельной петель совпадали вершины, тогда как добиваться совпадения формы петель необходимости нет. Данные занести в таблицу.
- 9) Вычислить для каждого случая напряженность магнитного поля H и индукцию B по формулам (23). Определить погрешности ΔH и ΔB . Построить график $B(H)$.
- 10) Вычислить значения магнитной проницаемости $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$.

Построить график $\mu(H)$ совместно с $B(H)$.

Упражнение 2. Определение мощности потерь на перемагничивание.

- 1) Установить на генераторе напряжение 5 В, получить и зарисовать петлю гистерезиса. Вместо рисунка можно сохранить файл зависимости $U_y(U_x)$ и затем по этим данным построить график петли.
- 2) Определить остаточную индукцию и коэрцитивную силу исследуемого образца.
- 3) Тщательно подогнать модельную петлю к экспериментальной и найти площадь петли гистерезиса.
- 4) Вычислить мощность потерь на перемагничивание сердечника по формуле (24). Оценить погрешность мощности ΔW .

Контрольные вопросы

1. Что такое магнитный момент, намагниченность?
2. Дайте определение напряженности магнитного поля.

3. Какая связь между магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля.
4. Что такое домены?
5. Объясните зависимости $B(H)$, $J(H)$, $\mu(H)$, исходя из доменной структуры ферромагнетика.
6. Что означает насыщение ферромагнетика? На что идет работа переманчивания ферромагнетика?
7. Как ведут себя ферромагнетики при нагревании?