



Министерство образования
Республики Беларусь

БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра «Экспериментальная и теоретическая физика»

В. В. Чёрный

**ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ
ВЕЩЕСТВ И ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА
В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ**

*Учебно-методическое пособие
к лабораторной работе № 11*

Минск
БНТУ
2014

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Экспериментальная и теоретическая физика»

В. В. Чёрный

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ
ВЕЩЕСТВ И ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА
В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

*Учебно-методическое пособие
к лабораторной работе № 11
для студентов специальностей 1-38 02 01
«Информационно-измерительная техника»
и 1-38 02 03 «Техническое обеспечение безопасности»*

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
по образованию в области приборостроения*

Минск
БНТУ
2014

УДК 537.622.4 (075.8)

ББК 22.33я7

Ч-49

Рецензенты:

Н. Т. Квасов, И. А. Хорунжий

Чёрный, В. В.

Ч-49 Изучение магнитных свойств веществ и явления гистерезиса в ферромагнетиках : учебно-методическое пособие к лабораторной работе № 11 для студентов специальностей 1-38 02 01 «Информационно-измерительная техника» и 1-38 02 03 «Техническое обеспечение безопасности» / В. В. Чёрный. – Минск: БНТУ, 2014. – 22 с.
ISBN 978-985-550-299-0.

Учебно-методическое пособие содержит описание (теоретическую часть, схему экспериментальной установки и задание) лабораторной работы, посвященной изучению магнитных свойств веществ и явления гистерезиса в ферромагнетиках. На основании полученных результатов определяются важнейшие характеристики ферромагнетика.

Издание предназначено для студентов инженерных специальностей, изучающих раздел «Электричество и магнетизм» курса общей физики.

УДК 537.622.4 (075.8)

ББК 22.33я7

ISBN 978-985-550-299-0

© Чёрный В. В., 2014

© Белорусский национальный
технический университет, 2014

Цели работы

1. Познакомится с физическими величинами, характеризующими магнитное поле. и магнитные свойства материалов.
2. Изучение магнитных свойств материалов.

Задачи работы

1. Исследовать кривую намагничивания ферромагнетика.
2. Определить важнейшие характеристики ферромагнетика.

Магнитный момент

Магнитное поле характеризуется двумя векторными величинами. Индукция магнитного поля \vec{B} (магнитная индукция)

$$B = \frac{N_{\max}}{IS},$$

где N_{\max} – максимальная величина момента сил, действующего на замкнутый проводник площадью S , по которому течет ток I . Направление вектора \vec{B} совпадает с направлением правого буравчика относительно направления тока при свободной ориентации контура в магнитном поле.

Индукция определяется прежде всего токами проводимости, т.е. макроскопическими токами, текущими по проводникам. Кроме того, вклад в индукцию дают микроскопические токи, обусловленные движением электронов по орбитам вокруг ядер, а также и собственные (спиновые) магнитные моменты электронов. Токи и магнитные моменты ориентируются во внешнем магнитном поле. Поэтому индукция магнитного поля в веществе определяется как внешними макроскопическими токами, так и намагничиванием вещества.

Напряженность магнитного поля \vec{H} определяется только токами проводимости и токами смещения. Напряженность не зависит от намагничивания вещества и связана с индукцией соотношением

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (1)$$

где μ – относительная магнитная проницаемость вещества (безразмерная величина);

μ_0 – магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Размерность напряженности магнитного поля равна А/м.

Магнитный момент – векторная физическая величина, характеризующая магнитные свойства частицы или системы частиц, и определяющая взаимодействие частицы или системы частиц с внешними электромагнитными полями. Роль, аналогичную точечному заряду в электричестве, играет замкнутый проводник с током, модуль магнитного момента которого в вакууме

$$p_m = IS, \quad (2)$$

где I – сила тока;

S – площадь контура.

Направление вектора определяется по правилу правого буравчика. В данном случае магнитный момент и магнитное поле создаются макроскопическим током (током проводимости), т.е. в результате упорядоченного движения заряженных частиц – электронов – внутри проводника. Размерность магнитного момента $\text{А} \cdot \text{м}^2$.

Магнитный момент может создаваться также и микротоками. Атом или молекула представляет собой положительно заряженное ядро и находящиеся в непрерывном движении электроны. Для объяснения ряда магнитных свойств с достаточным приближением можно считать, что электроны движутся вокруг ядра по определенным круговым орбитам. Следовательно, движение каждого электрона можно рассматривать, как упорядоченное движение носителей заряда, т.е. как замкнутый электрический ток (так называемый микроток или молекулярный ток). Сила тока I в этом случае будет равна $I = dq/dt = ev$, где dq – заряд, переносимый через сечение, перпендикулярное траектории электрона за время dt , e – модуль заряда; v – частота обращения электрона.

Магнитный момент \vec{p}_{ml} , обусловленный движением электрона по орбите – микротоком, называется орбитальным магнитным моментом электрона. Он равен $\vec{p}_{ml} = IS\vec{n}$, где S – площадь контура;

\vec{n} – единичный вектор нормали к контуру, связанный правилом правого винта с направлением тока (рис. 1). Так как заряд электрона отрицательный, направление тока противоположно направлению движения электрона.

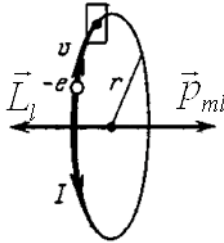


Рис. 1. Орбитальный и магнитный моменты электрона

Модуль орбитального магнитного момента

$$p_{ml} = IS = ev\pi r^2, \quad (3)$$

где S – площадь орбиты;
 r – ее радиус.

В результате движения электрона в атомах и молекулах по замкнутым траекториям вокруг ядра или ядер электрон обладает также и орбитальным моментом импульса

$$L_l = mvr = m\omega r^2 = 2\pi v m r^2. \quad (4)$$

Здесь $v = \omega r$ – линейная скорость электрона на орбите, ω – его угловая скорость. Направление вектора \vec{L}_l связано правилом правого буравчика с направлением вращения электрона, т.е. вектора \vec{p}_{ml} и \vec{L}_l взаимно противоположны (рис. 1). Отношение орбитального магнитного момента частицы к механическому называется гиромагнитным отношением g_l . Разделив выражения (3) и (4) друг на друга, получим:

$$g_l = p_{ml} / L_l = e / (2m). \quad (5)$$

Электрон, как и многие другие микрочастицы, обладает ещё и собственным (спиновым) моментом импульса L_s и собственным (спиновым) магнитным моментам $p_{ms} = (e\hbar)/(2m)$, где $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Величину p_{ms} иначе называют магнетоном Бора $\mu_B = p_{ms} = 9,27 \cdot 10^{-24}$ А·м². Для спиновых моментов гиромагнитное отношение в два раза больше.

Магнитные моменты ядер много меньше и их вклад в намагничивание вещества не учитывается. Магнитный момент \vec{p}_m атома (молекулы) представляет собой векторную сумму орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов, входящих в его состав. У некоторых веществ этот момент равен нулю. В этом случае магнитные моменты скомпенсированы: для электрона с определенным направлением магнитного момента существует электрон с противоположно направленным магнитным моментом. Если магнитные моменты электронов не скомпенсированы, \vec{p}_m отличен от нуля.

Намагничивание веществ. Вектор намагниченности

Все вещества при помещении во внешнее магнитное поле \vec{B}_0 в той или иной мере намагничиваются, т.е. создают собственное (внутреннее) магнитное поле \vec{B}' . В результате индукция магнитного поля в веществе \vec{B} представляется в виде соотношения (6).

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \quad (6)$$

Если магнетик намагничен, то магнитные моменты атомов или молекул в нем ориентированы таким образом, что существует отличный от нуля суммарный магнитный момент. Магнитный момент единицы объёма вещества называется вектором намагниченности:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_{mi}}{V}, \quad (7)$$

где $\sum_i \vec{p}_{mi}$ – сумма магнитных моментов атомов, находящихся в объёме V . Как следует из (7), размерность намагниченности, как и напряженности магнитного поля, равна А/м.

Вектор намагниченности связан с напряжённостью \vec{H} магнитного поля соотношением

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (8)$$

где χ – магнитная восприимчивость вещества (безразмерная величина).

На практике чаще пользуются другой характеристикой вещества – относительной магнитной проницаемостью μ , которая связана с χ соотношением

$$\mu = 1 + \chi. \quad (9)$$

Внутреннее магнитное поле связано с вектором намагниченности соотношением (10).

$$\vec{B}^i = \mu_0 \vec{J}. \quad (10)$$

Атом в магнитном поле

Для простоты рассмотрим атом, на орбите которого обращается один электрон. При внесении атома в магнитное поле на орбиту электрона действует вращательный момент $\vec{N} = [\vec{p}_{ml} \vec{B}_0]$, где \vec{B}_0 – индукция внешнего магнитного поля. Поскольку вращающийся электрон подобен волчку, то вращательный момент \vec{N} должен вызывать прецессию его орбиты вокруг оси, проходящей через ядро и параллельной направлению внешнего магнитного поля. Это означает, что вся орбита придёт в такое движение вокруг вышеуказанной оси, при котором концы векторов \vec{L}_l и \vec{p}_{ml} будет описывать окружность (рис. 2). Угловая скорость ω' прецессии

$$\omega' = Be/(2m). \quad (11)$$

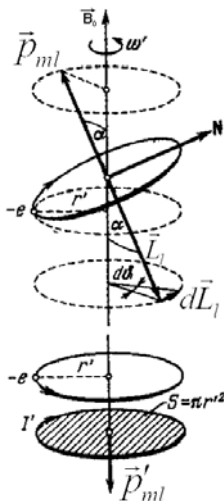


Рис. 2. Ларморова прецессия электрона

Вышеизложенное отражает содержание теоремы Лармора.

Очевидно, что прецессия, т.е. дополнительное вращение электрона вокруг направления внешнего магнитного поля, приводит к появлению дополнительного индуцированного тока I' (рис. 2), направление которого определяется правилом Ленца (индукционный ток всегда направлен так, чтобы препятствовать причине, его вызывающей). Независимо от направления вращения электрона вращение векторов \vec{L}_l и \vec{p}_{ml} происходят по часовой стрелке, если смотреть по направлению вектора \vec{B}_0 , а индукционный ток I' направлен против нее. С дополнительным током связан индуцированный магнитный

момент \vec{p}'_{ml} , направление которого всегда противоположно вектору \vec{B}_0 . Ларморова прецессия, ввиду ее индукционной природы, наблюдается у всех без исключения веществ.

Диамагнетики

К диамагнетикам относятся вещества, в которых вектора намагниченности и внутреннего магнитного поля направлены противоположно направлению внешнего намагничивающего поля. При этом выполняется неравенство $B' \ll B_0$

В чистом виде диамагнетизм наблюдается у веществ, суммарные магнитные моменты атомов (молекул) которых равны нулю. При помещении диамагнетика во внешнее магнитное поле возникает Ларморова прецессия и появляется отличный от нуля индуцированный момент \vec{p}'_m , направленный противоположно полю, создавшему этот момент.

Так как внутреннее магнитное поле и магнитный момент индукционного тока, направлены против внешнего поля, то магнитное поле в диамагнетиках несколько слабее, чем внешнее поле. Величи-

на χ у диамагнетиков мала по модулю ($1 \cdot 10^{-6} \div 1 \cdot 10^{-5}$) и отрицательна, а величина μ меньше единицы. Аномально сильными диамагнетиками являются сверхпроводники.

Тепловое движение не влияет на характер движения электронов внутри атомов или молекул, поэтому для диамагнетиков χ и μ не зависят от температуры.

Парамагнетики

К парамагнетикам относятся вещества, в которых вектора намагниченности и внутреннего магнитного поля совпадают по направлению с внешним магнитным полем, причем, как и в диамагнетиках, $B' \ll B_0$. В чистом виде парамагнетизм наблюдается у веществ, атомы (молекулы) которых обладают отличным от нуля магнитным моментом. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов под действием теплового движения ориентированы в пространстве хаотически и суммарный момент объёма равен нулю.

Во внешнем магнитном поле собственные магнитные моменты атомов (молекул) начинают ориентироваться (поворачиваться) — уменьшается модуль угла между векторами \vec{p}_{mi} и \vec{H} . В результате устанавливается некоторая стационарная ориентация магнитных моментов с преимущественным направлением вдоль внешнего магнитного поля. Поэтому вектора \vec{B}' и \vec{J} совпадают по направлению с внешним полем. Конечно, и в парамагнетиках имеет место Ларморова прецессия, однако её эффект значительно слабее, чем эффект от ориентации магнитных моментов атомов. Соударения с окружающими атомами или молекулами в результате теплового движения препятствуют идеальному выстраиванию магнитных моментов, поэтому угол поворота магнитных моментов мал. Он возрастает при понижении температуры. У парамагнетиков величина χ мала и положительна ($\chi = 1 \cdot 10^{-6} \div 1 \cdot 10^{-3}$), а μ несколько больше единицы. С ростом температуры обе эти величины уменьшаются в результате усиления теплового движения.

Ферромагнетики

К ферромагнетикам относятся металлические кристаллы, способные сохранять намагниченность и в отсутствие внешнего магнитного поля. В ферромагнетиках вектора намагниченности и внутреннего магнитного поля совпадает по направлению с внешним магнитным полем, причем $B' \gg B_0$. Величина μ для ферромагнетиков составляет многие сотни и тысячи единиц. Наиболее известными ферромагнетиками являются Fe, Ni, Co, Gd, а также сплавы и соединения Cr и Mn с неферромагнитными веществами.

Экспериментальное исследование свойств ферромагнетиков было начато в XIX веке А. Г. Столетовым. Исследования показали, что зависимость намагниченности J ферромагнетика от напряжённости H внешнего магнитного поля является нелинейной (рис. 3).



Рис. 3. Типичная зависимость намагниченности J ферромагнетика от напряжённости внешнего магнитного поля H

При некоторой напряжённости H_n намагниченность достигает максимума J_n , величина которого $\sim 10^6$ А/м и не изменяется при дальнейшем росте H . Это явление было названо Столетовым магнитным насыщением.

Для поля в вакууме $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$. Тогда, учитывая (10), формула (8) для индукции поля в веществе принимает вид:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}. \quad (12)$$

Отсюда следует, что в ферромагнетиках зависимости B от H и J от H отличаются. После достижения насыщения J при напряженности H_n индукция продолжает слабо возрастать с ростом H и при $H > H_n$ за счет первого слагаемого (рис. 4, а).

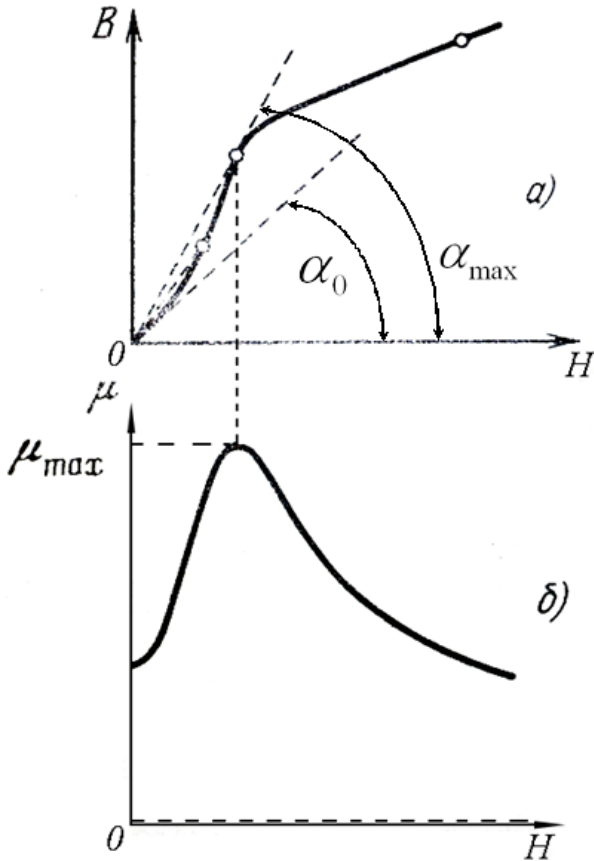


Рис. 4. Зависимость магнитной индукции (а) и относительной магнитной проницаемости (б) ферромагнетика от напряженности H внешнего магнитного поля

Поскольку зависимость B от H у ферромагнетиков нелинейная, то из (1) следует, что относительная магнитная проницаемость μ не является постоянной величиной, а зависит от H (рис. 4, б). Начальное значение μ определяется тангенсом угла наклона касательной к кривой $B = f(H)$ в точке $H = 0$ (рис. 4, а). Максимальное значение магнитной проницаемости μ_{\max} даёт тангенс угла касательной, проведенной к кривой из начала координат. При дальнейшем увеличении H величина μ падает и при больших значениях H стремится к единице. Действительно, в сильных полях вторым слагаемым в выражении $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}$ можно пренебречь. Тогда получим $\vec{B} \approx \mu_0 \vec{H}$. Кроме того, $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$. Из двух последних равенств следует, что μ стремится к единице. Уровень $\mu = 1$ показан условно пунктирной линией на рис. 4, б.

Ферромагнитный гистерезис

Отличительной чертой ферромагнетиков является гистерезис. Кривая на рис. 5 представляет собой результат исследования зависимости в ферромагнетиках B от H . Такие исследования можно проводить, если поместить ферромагнетик внутрь катушки с током.

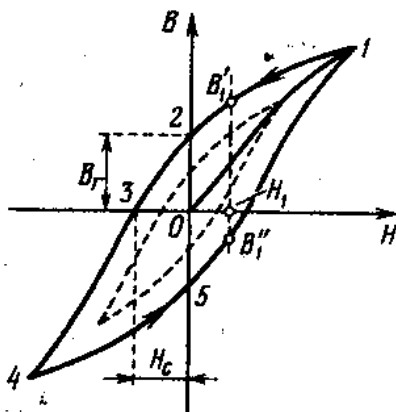


Рис. 5. Петля гистерезиса в ферромагнетике

Предположим, что ферромагнетик первоначально не намагничивался. Тогда ход зависимости B от H с ростом H будет отражать кривая 0–1. Пусть точка 1 соответствует напряжённости H_n , при которой достигается магнитное насыщение. Если теперь начать уменьшать напряженность внешнего поля, то, как показывает эксперимент, индукция будет изменяться по кривой 1–2, лежащей выше, т.е. изменение индукции как бы запаздывает по отношению к изменению напряжённости поля.

Отставание изменений магнитной индукции в ферромагнетиках от изменений напряженности магнитного поля называется ферромагнитным гистерезисом. Вследствие гистерезиса B и J не являются однозначными функциями H , а зависят от предшествующей истории образца. Например, при $H = H_1$ (рис.5) величина B может иметь любое значение в пределах от B_1'' до B_1' .

В момент, когда напряженность окажется равной нулю, индукция примет значение B_r , которое называют остаточной индукцией. Ферромагнетик в таком состоянии представляет собой постоянный магнит. Для того, чтобы его размагнитить, придётся изменить направление тока в катушке, а значит и направление вектора \vec{H} . Напряжённость H_c , при которой ферромагнетик полностью размагнитится, называют коэрцитивной силой. При дальнейшем увеличении напряженности поля в этом направлении вновь будет достигнуто состояние насыщения (точка 4). Уменьшая напряженность поля до нуля, получим величину индукции, равную $-B_r$, в точке 5. Далее, изменив направление вектора напряженности и увеличивая его модуль, возвратимся точку 1. Замкнутая кривая, полученная таким путем, называется максимальной петлёй гистерезиса. Если при максимальном значении H насыщения намагниченности ещё не достигается, кривая называется частным циклом (пунктирная кривая). Существует бесконечное множество частных циклов. Ферромагнетики, у которых коэрцитивная сила велика ($H_c > 800$ А/м), т.е. петля широкая, называют магнитно-жесткими. Для их размагничивания нужны сильные поля. Поэтому из них изготавливают постоянные магниты, а пленки из таких материалов используются для магнитной записи информации. Ферромагнетики с узкой петлей,

т.е. малой коэрцитивной силой ($H_c < 800$ А/м), называют магнитно-мягкими. Их используют там, где необходимо осуществлять частое перемагничивание, например, в трансформаторах. Ввиду неоднозначной зависимости B от H (рис. 6) понятие относительной магнитной проницаемости применимо только к основной кривой намагничивания. Она представляет собой зависимости B от H на рис. 4, a или участок 0–1 на рис. 5.

Объяснение ферромагнетизма

Атомы ферромагнетиков входят в группу атомов с неполным заполнением внутреннего электронного слоя. В квантовой механике показано, что только в ферромагнетиках энергия так называемого обменного взаимодействия не скомпенсированных спиновых магнитных моментов электронов соседних атомов, принадлежащих данному слою, положительна. В результате этого возникает сильное внутреннее поле, под действием которого спиновые магнитные моменты таких электронов спонтанно (т. е. самопроизвольно, без внешних воздействий) ориентируются параллельно друг другу в пределах небольших объемов, называемых ферромагнитными доменами. Такая ориентация устойчива и энергетически выгодна. Вследствие параллельной ориентации спиновых моментов каждый домен намагничен до насыщения. Орбитальный магнитный момент электронов на незаполненных слоях равен нулю в результате действия неоднородного поля кристаллической решетки. Линейные размеры доменов чаще всего находятся в интервале 1–10 микрометров. Форма доменов у различных ферромагнетиков различна. В предварительно не намагниченных поликристаллах в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты различных доменов ориентированы в пространстве случайным образом (рис. 6, a) и суммарный магнитный момент кристалла равен нулю.

Намагничивание ферромагнетика можно схематически представить следующим образом. При включении магнитного поля, направление которого на рис.6 показано стрелкой, энергетически выгодными оказываются домены, магнитные моменты которых составляют наименьшие углы (α_1 и α_2 на рис. 6, a) с направлением вектора \vec{H} (энергия таких доменов минимальна). Размеры указанных доменов

начинают увеличиваться за счет соседних энергетически невыгодных доменов (рис. 6, б). Идет процесс смещения границ доменов. При малых значениях H процесс обратим (участок 1 на рис. 3). При дальнейшем увеличении H процесс становится необратимым (участок 2 на рис. 3). Затем наступает момент, когда энергетически невыгодные домены исчезают вовсе (рис. 6, в). Дальнейшее увеличение H приводит к тому, что магнитные моменты доменов синхронно поворачиваются, так что модуль угла между направлением поля и направлениями магнитных моментов доменов уменьшается (рис. 6, г и участок 3 на рис. 3). При этом все не компенсированные магнитные моменты электронов домена поворачиваются одновременно без нарушения параллельности. Наконец, (рис. 6, д), магнитные моменты всех доменов устанавливаются по полю. Наступает магнитное насыщение. Магнетик имеет максимально возможную при данной температуре величину намагниченности J_n . Она не изменяется при дальнейшем росте H , при котором лишь слабо возрастает B за счет первого слагаемого в формуле (12).

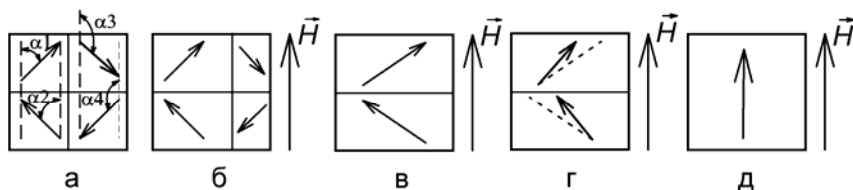


Рис. 6. Намагничивание ферромагнетика

Увеличение температуры ведет к уменьшению намагниченности ферромагнетика. При температуре, называемой точкой Кюри, ферромагнитные свойства исчезают, (домены разрушаются) и в дальнейшем кристалл ведет себя подобно парамагнетикам. Понижение температуры ниже точки Кюри ведет к восстановлению ферромагнитных свойств (формированию доменов).

Гистерезис обусловлен необратимыми потерями энергии при намагничивании. Первый механизм потерь – потери на нагревание при перемещении границ доменов. Эти границы при непрерывном изменении H перемещаются скачкообразно из-за влияния дефек-

тов структуры. Поэтому имеет место эффект Баркгаузена: скачкообразное изменение B при непрерывном изменении H (рис. 7).

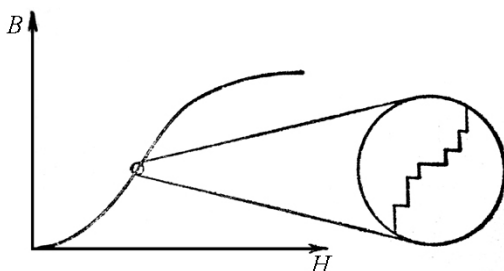


Рис. 7. Эффект Баркгаузена

Каждый отдельный скачок границы домена приводит к незначительному скачкообразному росту B (рис. 7). Поэтому в целом кривая намагничивания представляется плавной. Кроме того, каждый скачок приводит к возбуждению в кристалле упругой волны, что проявляется в виде щелчков. Это и есть второй механизм необратимых потерь.

Схема установки

Образец ферромагнитного материала выполнен в виде сердечника тороидальной формы (рис. 8) с площадью поперечного сечения S . На него намотаны две обмотки. Обмотка, через которую пропускается ток, создающий магнитное поле, называется намагничивающей, а вторая обмотка, в которой возникает ЭДС индукции, называется измерительной. Она имеет малые размеры для исключения взаимной индукции.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 9. Магнитное поле в сердечнике возбуждается переменным током I_1 , проходящим по первичной обмотке. Во вторичной обмотке переменным магнитным потоком наводится электродвижущая сила. Число витков в первичной и вторичной обмотках равно соответственно N_1 и N_2 . Средний радиус тороида обозначим через r . Измерения выполняются с помощью цифровых вольтметров и осциллографа. На экране осциллографа отображается динамическая петля гистерезиса.

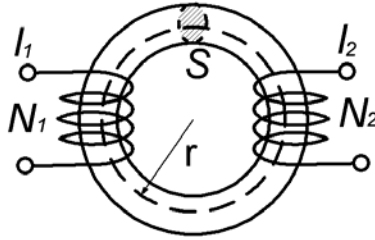


Рис. 8. Схема тороида

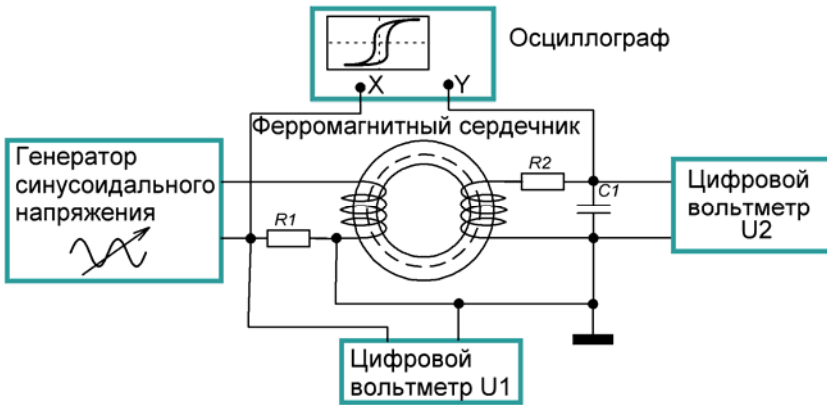


Рис. 9. Схема установки для получения динамической петли гистерезиса

Переменное напряжение между выходами генератора изменяется по закону:

$$U = U_m \cos \omega t, \quad (13)$$

где ω – циклическая частота;

U_m – амплитуда напряжения между выходами генератора.

Индуктивное сопротивление первичной обмотки равно $x_L = \omega L = \omega \frac{\mu_0 \mu(t) N_1^2 S}{2\pi r}$. Оно много больше активного сопротивле-

ния $R1$. Поэтому ток в первичной обмотке I_1 отстаёт по фазе на $\pi/2$ от напряжения U между выходами генератора. По закону Ома, $I_1 = U / x_L$. Как отмечалось выше, величина μ не является постоянной, а зависит от напряженности H , которая изменяется вместе с током. В результате величина μ также изменяется во времени. Мгновенное значение силы тока I_1 изменяется по закону

$$I_1 = \frac{U_m 2\pi r}{\omega \mu_0 \mu(t) N_1^2 S} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}). \quad (14)$$

Ток I_1 представляет собой периодическую функцию времени с тем же периодом, что и для напряжения генератора. Однако эта функция, как и напряженность магнитного поля в тороиде, изменяются не по гармоническому закону.

Мгновенная величина H в тороиде $H = nI_1$, где n – число витков на единицу длины: $n = N_1 / (2\pi r)$. Учитывая (14), получим:

$$H = \frac{U_m}{\omega \mu_0 \mu(t) N_1 S} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}). \quad (15)$$

Напряжение на сопротивлении $R1$, подаваемое на вход X осциллографа, изменяется по закону $U_x = I_1 R1$, т.е.

$$U_x = \frac{2\pi r U_m R1}{\omega \mu_0 \mu(t) N_1^2 S} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}). \quad (16)$$

Разделив (15) на (16), получим:

$$H = U_x \frac{N_1}{2\pi r R1}. \quad (17)$$

Из (17) следует, что по измеренному в любой момент времени значению U_x можно определить H в тот же момент времени. Ин-

дукция магнитного поля в тороиде $B = \mu_0 \mu(t)H$. Подставляя значение H из (15), имеем:

$$B = \frac{U_m}{\omega N_1 S} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}). \quad (18)$$

Из (18) видно, что индукция является гармонической функцией времени. Полный магнитный поток (потокосцепление) через вторичную обмотку равен $\Psi = N_2 B S$. ЭДС индукции во вторичной обмотке

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Psi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt} = -U_m \frac{N_2}{N_1} \cos \omega t.$$

Выводы вторичной обмотки можно подключить так, что напряжение на незаземленном выводе будет в противофазе с ε_2 :

$$U_2 = (U_m N_2 \cos \omega t) / N_1. \quad (19)$$

По второму правилу Кирхгофа для замкнутой цепи, образованной последовательно включенными вторичной обмоткой, сопротивлением R_2 и емкостью C , выполняется равенство:

$$U_2 + \varepsilon_s = I_2 R_2 + I_2 x_c, \quad (20)$$

где ε_s – ЭДС самоиндукции;

x_c – емкостное сопротивление конденсатора.

Индуктивность вторичной обмотки мала. Протекающий по ней ток также мал. Кроме того, частота используемого переменного напряжения низкая. Поэтому выполняется неравенство $\varepsilon_s \ll U_2$. Подбором R_2 и C нетрудно выполнить неравенство $x_c \ll R_2$, т.е. активное сопротивление много больше реактивного. Поэтому ток во вторичной обмотке I_2 будет в фазе с U_2 . Равенство (20) упростится и примет вид $U_2 = I_2 R_2$. Тогда получим, что $I_2 = U_2 / R_2$ или

$$I_2 = (U_m N_2 \cos \omega t) / (N_1 R_2). \quad (21)$$

Напряжение U_y на емкости, подаваемое на вход Y осциллографа, будет отставать по фазе от тока I_2 на $\pi/2$:

$$U_y = \frac{U_m N_2}{N_1 R_2} \frac{1}{\omega C} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}). \quad (22)$$

Из (18) и (22) следует, что U_y и B изменяются во времени синхронно, т.е. в фазе друг с другом. Разделив (18) на (22) и преобразуя полученное выражение, получим:

$$B = U_y \frac{CR_2}{SN_2}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что индукция B и напряжение U_y прямо пропорциональны. Синхронность во времени этих величин и их прямая пропорциональность достигаются за счет конденсатора.

Задание

1. Установить органы регулировки и переключатели приборов в положения, указанные в рабочей инструкции.
2. Включить питание генератора, осциллографа, вольтметров и дать им прогреться в течение 5 мин.
3. Получить на экране осциллографа предельную петлю гистерезиса. Зарисовать в натуральную величину петлю гистерезиса, нанести на чертеж координатную сетку. Определить величину остаточной индукции B_r и коэрцитивную силу H_c .
4. Снять данные для построения основной кривой намагничивания.
5. Рассчитать значения H и B по методике, приведенной в рабочей инструкции
6. Построить график зависимости $B = f(H)$.

7. По полученным значениям H и B рассчитать значения μ .
8. Построить график $\mu = f(H)$. Определить $\mu_{нач}$ и μ_{max} .

Контрольные вопросы

1. Что такое орбитальный магнитный момент и орбитальный механический момент электрона и как они направлены?
2. Что называют вектором намагниченности?
3. В чем состоит сущность явлений диамагнетизма и парамагнетизма? В каких веществах они проявляется?
4. Какие вещества относятся к ферромагнетикам? Приведите основные свойства ферромагнетиков.
5. Что такое ферромагнитный гистерезис? Дайте объяснение этому явлению.
6. Что называется остаточной индукцией и коэрцитивной силой?
7. Дайте объяснение явлению ферромагнетизма.
8. Нарисуйте схему установки и объясните ее работу.

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1987. – Т. 2. – С. 165–180.
2. Савельев, И. В. Курс физики / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1989. – Т. 2. – С. 190–196.
3. Наркевич, И. И. Физика / И. И. Наркевич, Э. И. Волмянский, С. И. Лобко. – Минск: Новое знание, 2004. – С. 372–386.
4. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М.: ВШ, 2007. – С. 234–245.

Учебное издание

ЧЁРНЫЙ Владимир Владимирович

**ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ
ВЕЩЕСТВ И ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА
В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ**

*Учебно-методическое пособие
к лабораторной работе № 11
для студентов специальностей 1-38 02 01
«Информационно-измерительная техника»
и 1-38 02 03 «Техническое обеспечение безопасности»*

Технический редактор *Д. А. Исаев*
Компьютерная верстка *Д. А. Исаева*

Подписано в печать 30.01.2014. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 1,28. Уч.-изд. л. 1,0. Тираж 100. Заказ 735.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет. ЛИ № 02330/0494349 от 16.03.2009. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.