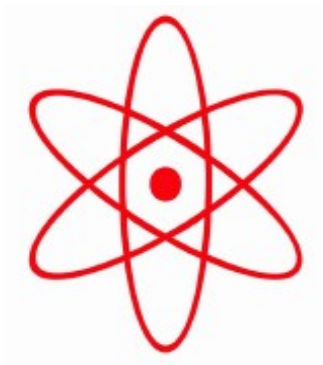


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ



ФЭЛ-10

**ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ ТОРОИДА С ФЕРРОМАГНИТНЫМ
СЕРДЕЧНИКОМ. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ
ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКА ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ.**

Тула, 2010 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ ТОРОИДА С ФЕРРОМАГНИТНЫМ СЕРДЕЧНИКОМ. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКА ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

Цель работы: экспериментальное изучение зависимости индуктивности и магнитной проницаемости ферромагнитного тороидального кольца от напряженности магнитного поля, практическое измерение магнитных характеристик ферромагнетиков в переменных полях.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Ферромагнетик в переменном магнитном поле.

Ферромагнетики - вещества, в которых внутреннее (собственное) магнитное поле B' значительно превышает намагничивающее поле B . Индукция магнитного поля в ферромагнетиках определяется соотношением

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}, \quad (1)$$

где μ_0 - магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, \vec{H} - напряженность поля, \vec{J} - намагниченность, численно равная магнитному моменту единицы объема магнетика. К ферромагнитным материалам кроме основного их представителя - железа (от него идет и название «ферромагнетизм») - относятся кобальт, никель, гадолиний, их сплавы и соединения. В последнее время большое значение приобрели полупроводниковые ферромагнетики - ферриты (ферримагнетики), химические соединения окиси железа F_2O_3 с окислами других металлов. Они отличаются заметными ферромагнитными свойствами и большим удельным электрическим сопротивлением, благодаря чему получили широкое

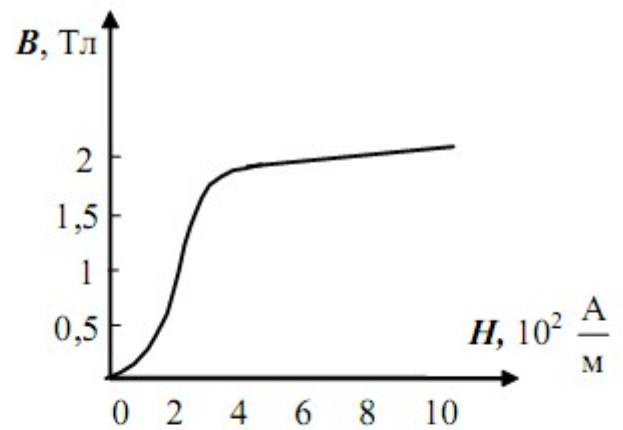


Рис. 1

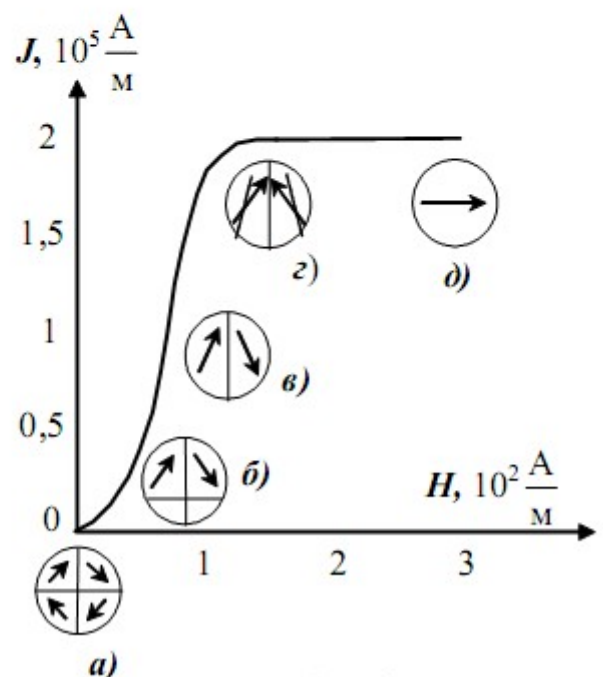


Рис. 2

применение как магнитные материалы в радиотехнике, радиоэлектронике, вычислительной технике.

Ферромагнетики обладают рядом свойств, существенно отличающих их от диа- и парамагнетиков. Рассмотрим основные из них.

1. Зависимость индукции \vec{B} магнитного поля внутри ферромагнетика от напряженности намагничивающего поля \vec{H} является сложной (рис. 1). Сначала индукция растет довольно быстро, но по мере увеличения \vec{H} ее рост резко замедляется и идет по линейному закону. По значениям \vec{B} и \vec{H} можно определить намагниченность ферромагнетика \vec{J} . Характер зависимости \vec{J} от \vec{H} изображен на рис. 2. С увеличением H намагниченность сначала медленно, потом очень быстро увеличивается. В полях порядка 10^5 А/м она достигает насыщения $\vec{J}_{нас}$ и практически перестает зависеть от намагничивающего поля. Процесс намагничивания до насыщения принято называть техническим намагничиванием, а соответствующий участок графика зависимости $J=f(H)$ - **технической кривой намагничивания**. Теория дает следующее объяснение технической кривой намагничивания. За магнитные свойства ферромагнетиков ответственными являются собственные (спиновые) магнитные моменты электронов. При определенных условиях под действием сил обменного взаимодействия между атомами магнитные моменты электронов выстраиваются параллельно друг другу и образуют области спонтанного (самопроизвольного) намагничивания - **домены**. В пределах каждого домена ферромагнетик намагничен до насыщения и обладает определенным магнитным моментом. Направления этих моментов для различных доменов различны, так что в отсутствие намагничивающего поля суммарный момент всего ферромагнетика равен нулю (рис. 2а). При включении намагничивающего поля энергия доменов оказывается неодинаковой. Она меньше для тех доменов, у которых вектор магнитного момента образует с направлением намагничивающего поля острый угол, и больше в том случае, когда этот угол тупой. Поэтому возникают смещения границ доменов, в результате чего за счет энергетически невыгодных доменов происходит увеличение объема доменов с благоприятной ориентацией магнитных моментов. Пока намагничивающее поле невелико, смещение границ доменов обратимо и точно следует за изменением поля (рис. 2, б). При увеличении поля смещение границ доменов становится необратимым, и энергетически невыгодные домены исчезают (рис. 2в). Если поле увеличивать еще, то происходит поворот магнитных моментов доменов (рис. 2г). Наконец, в очень сильных полях магнитные моменты всех доменов устанавливаются параллельно намагничивающему полю, ферромагнетик намагничивается до насыщения (рис. 2д).

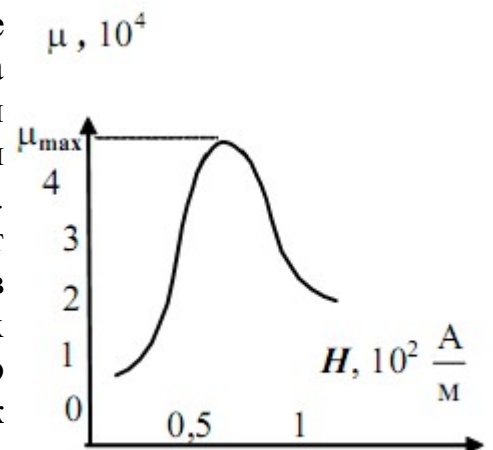


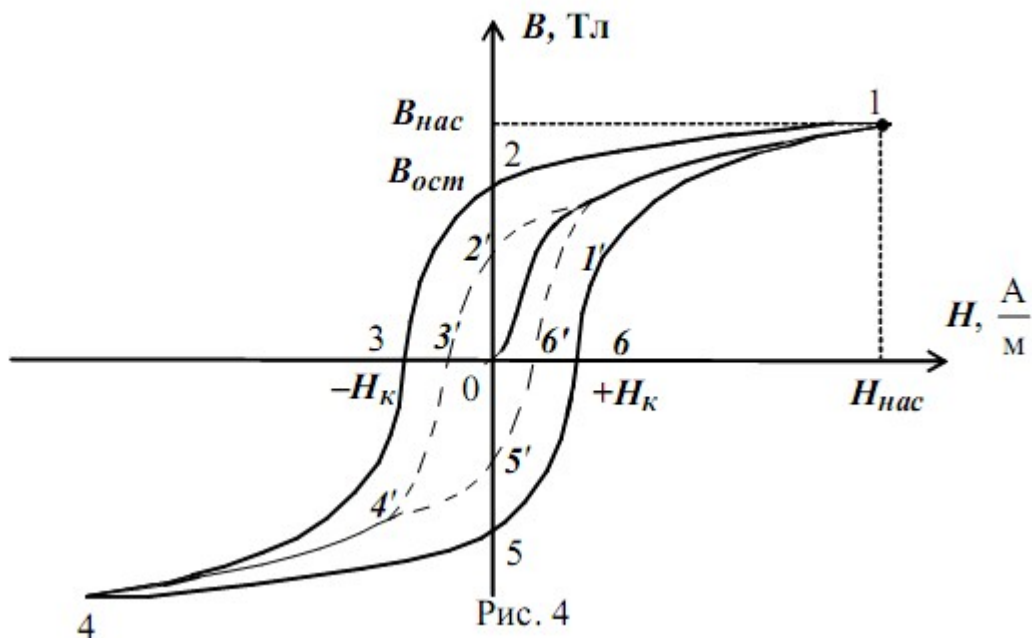
Рис. 3

2. Нелинейная зависимость \vec{B} от \vec{H} приводит к тому, что магнитная проницаемость ферромагнетиков также зависит от напряженности магнитного поля \vec{H} (рис. 3).

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}. \quad (2)$$

С увеличением H она сначала быстро возрастает, достигая максимума $\mu_{\text{макс.}}$, а затем уменьшается, асимптотически стремясь к единице. Следует заметить, что максимальное значение проницаемости достигается несколько раньше, чем насыщение ферромагнетика.

3. Если ранее не намагниченный образец намагнитить до насыщения (точка 1 на рис. 4), а затем уменьшать напряженность H намагничивающего поля, то уменьшение индукции B в магнетике будет происходить не по первоначальной кривой 0-1, а по кривой 1-2. В результате, когда H станет равной нулю, ферромагнетик сохраняет свою намагниченность, и индукция в нем равна $B_{\text{остат.}}$ (*остаточная индукция*). Для дальнейшего размагничивания надо изменить направление \vec{H} на противоположное. Уменьшение B пойдет по кривой 2-3, и при некотором значении $H_{\text{коэрц}}$ намагниченность ферромагнетика станет равной нулю. Величину $H_{\text{коэрц}}$ называют *коэрцитивной силой*.



3. Увеличение H в том же направлении вновь приведет к насыщению образца (точка 4 на рис. 4). При последующем изменении H в обратном направлении индукция B будет изменяться в соответствии с кривой 4-5-6-1. В результате получится петлеобразная кривая 1-2-3-4-5-6-1. Таким образом,

значение индукции B в ферромагнетике определяется не только полем H , но еще зависит от предыдущих состояний намагничивания, причем происходит отставание изменений индукции от изменения напряженности.

Это явление называется магнитным гистерезисом, а петлеобразная кривая - петлей гистерезиса. Она будет предельной, если намагниченность ферромагнетика достигает насыщения (*кривая 1-2-3-4-5-6-1*), и будет называться частным циклом, если насыщение не наступило (*кривая 1' — 2' — 3' — 4' — 5' — 6' — 1'*). Частных циклов существует бесконечное множество, все они лежат внутри предельной петли гистерезиса. Верхняя точка каждого частного цикла всегда находится на технической кривой намагничивания.

Итак, индукция магнитного поля \vec{B} в ферромагнетике (железо, кобальт, никель, специальные сплавы), помещенном в магнитное поле, нелинейно зависит от его напряженности \vec{H} (рис. 5). Причем, величина B в ферромагнитном веществе зависит не только от этого поля, но и от его предыдущего магнитного состояния.

Если образец предварительно был размагничен, то при его намагничивании зависимость B от H изображается кривой 0-1 и называется основной кривой намагничивания.

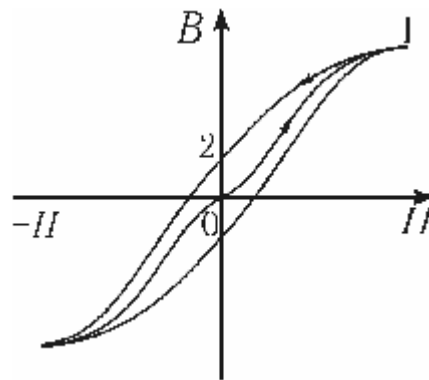


Рис. 5

При уменьшении напряженности поля H (кривая 1-2) изменение магнитной индукции B в ферромагнетике будет отставать от изменения H (магнитный гистерезис).

Эта особенность ферромагнетиков связана с наличием в них областей спонтанной (самопроизвольной) намагниченности, называемых доменами. В размагниченном состоянии

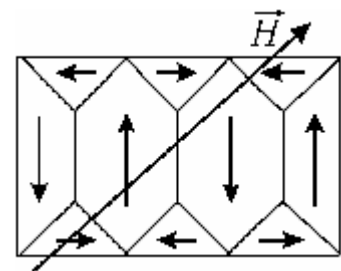


Рис. 6

ферромагнетика магнитные моменты различных доменов ориентированы так, что результирующий вектор намагниченности образца равен нулю. Одна из

возможных доменных структур такого состояния приведена на рис. 6, где стрелками показаны направления намагниченности доменов.

При помещении ферромагнетика во внешнее магнитное поле границы доменов смещаются так, что сначала растут домены, магнитные моменты которых составляют с вектором \vec{H} острый угол, т. е. домены, имеющие наиболее выгодное энергетическое состояние. На следующей стадии с ростом \vec{H} происходит поворот магнитных моментов всех доменов в направлении поля. При этом намагниченность образца J (магнитный момент единицы объема) достигает насыщения (рис. 7), а индукция поля B продолжает незначительно возрастать за счет увеличения напряженности H внешнего магнитного поля:

$$B = \mu_0(H + J) = \mu_0(1 + \chi)H = \mu_0\mu H, \quad (3)$$

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

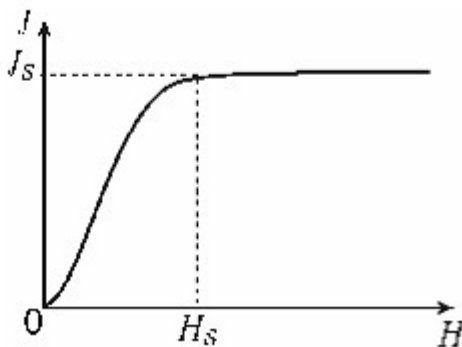


Рис. 7

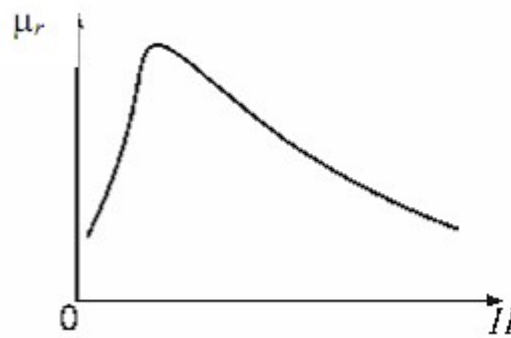


Рис. 8

Доменная структура ферромагнетиков является также причиной того, что величина магнитной проницаемости μ может меняться в широких пределах (от 1 до 10^6) и сложным образом зависит от напряженности внешнего магнитного поля (рис.3, рис. 8).

При нагревании ферромагнетика выше температуры Кюри тепловое движение разрушает его доменную структуру и вместе с этим исчезают все особенности ферромагнитного состояния: вещество переходит в парамагнитное состояние.

Впервые полное экспериментальное исследование зависимости $B=f(H)$ проведено в 1871-1872 гг. профессором Московского университета А. Г. Столетовым. Он показал также, что напряженность поля внутри ферромагнетика достаточно сильно зависит от формы образца и только в случае тороидального (кольцевого) образца, намагничиваемого кольцевой обмоткой, она совпадает с напряженностью внешнего магнитного поля.

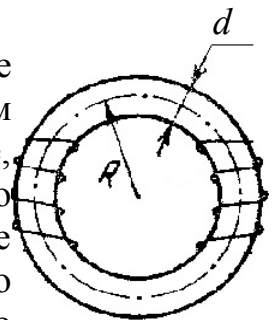


Рис. 9

Рассмотрим замкнутую тороидальную катушку, имеющую ферромагнитный сердечник рис. 9. По причине, указанной выше, те характеристики катушки, которые связаны с магнитной проницаемостью сердечника, будут зависеть от величины \vec{H} .

Тороидальная катушка (тороид) представляет собой провод, навитый на каркас (магнитопровод), имеющий форму тора (рис. 9). При пропускании тока по плотно навитому проводу образуется магнитное поле, напряженность H которого вне тороида практически равна нулю, а внутри вычисляется по формуле:

$$H = \frac{I N}{l} = I n \quad (4)$$

где I - сила тока, N - полное число витков, $n = \frac{N}{l}$ - число витков, приходящееся на единицу длины тороида., Формула (4) справедлива для тороида, длина $l = 2\pi R$ которого значительно больше, чем диаметр d магнитопровода. Можно принять магнитное поле внутри такого тороида однородным.

Индукция магнитного поля согласно (2):

$$B = \mu \mu_0 H \quad (5)$$

Или с учетом (4):

$$B = \mu \mu_0 n I \quad (6)$$

где μ — относительная магнитная проницаемость среды (вещества магнитопровода), μ_0 — магнитная постоянная.

Поток магнитной индукции, сцепленный с тороидом (потокосцепление):

$$\Phi = \Phi_0 N \quad (7)$$

где $\Phi_0 = BS$ - поток через один виток тороида площадью $S = \frac{\pi d^2}{4}$.

Учитывая (6) имеем:

$$\Phi = \mu \mu_0 I n S N = \mu \mu_0 n^2 l S I \quad (8)$$

Если каркас тороида немагнитный, то поле \vec{B} , а значит, и полный магнитный поток Φ будут пропорциональны силе тока, и можно написать:

$$\Phi = LI \quad (9)$$

где L – коэффициент, называемый индуктивностью тороида.

L - физическая величина, численно равная магнитному потоку

сцепленному со всеми витками, когда ток, создающий этот поток, равен единице.

Единицей индуктивности в СИ является генри (Гн). Магнитный поток измеряется в веберах (Вб): $1 \text{ Гн} = 1 \frac{\text{Вб}}{\text{А}}$.

Сопоставляя выражения (8) и (9), получаем индуктивность тороида:

$$L = \mu \mu_0 n^2 S l \quad (10)$$

или

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{l} \quad (11)$$

Все вышеизложенное справедливо и для бесконечно длинного соленоида.

При изменениях силы тока в тороиде возникает э.д.с. индукции, которую называют э.д.с. самоиндукции:

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{dI}{dt} - I \frac{dL}{dt} \quad (12)$$

Если при изменениях силы тока индуктивность остается постоянной (что возможно, когда магнитопровод немагнитный), то э.д.с. самоиндукции:

$$\varepsilon_{si} = -L \frac{dI}{dt} \quad (13)$$

Соотношение (13) дает возможность определить индуктивность как коэффициент пропорциональности между скоростью изменения силы тока в контуре и возникающей вследствие этого э.д.с. самоиндукции. Однако такое определение правомерно лишь в случае, когда $L = \text{const}$.

В присутствии ферромагнетика L будет функцией от I (через H). Следовательно, $\frac{dL}{dt}$ в формуле (12) можно записать как $\frac{dL}{dI} \cdot \frac{dI}{dt}$. Тогда:

$$\varepsilon_{si} = -\left(L + I \frac{dL}{dI} \right) \frac{dI}{dt} \quad (14)$$

Отсюда видно, что при наличии ферромагнетика коэффициент пропорциональности между ε_{si} и dI/dt отнюдь не равен L , как было указано в соотношении (13).

Если магнитопровод тороида изготовлен из ферромагнитного материала, то

относительная магнитная проницаемость μ является сложной функцией от напряженности H магнитного поля в тороиде. Согласно (3) запишем:

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J(H)}{H} \quad (15)$$

Итак, μ ферромагнетика является функцией напряженности (или тока, так как $H \sim I$). Из формул (10) — (11) видно, что индуктивность тороида зависит от его геометрических размеров и относительной магнитной проницаемости среды. Следовательно, в присутствии ферромагнетика L тороида зависит от I так же, как μ от H . Для немагнитных магнитопроводов $\mu = \text{const}$, поэтому $L = \text{const}$ при изменении тока.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Методика измерений.

В данной работе в качестве магнитопровода в тороиде используется феррит - материал с магнитными свойствами ферромагнетика, но с низкой или нулевой проводимостью.

В данной работе измерение магнитной проницаемости μ сердечника основано, согласно формулам (10)-(11), на измерениях индуктивности L катушки и ее геометрических параметров N , l и S . Для определения индуктивности достаточно измерить индуктивное сопротивление катушки переменному току известной частоты ω .

Полное сопротивление катушки переменному току:

$$Z = \sqrt{R^2 + X_L^2} \approx \omega L, \quad (16)$$

где X_L индуктивное сопротивление переменному току

$$X_L = \omega L, \quad (17)$$

Так как для исследуемого тороида активное сопротивление R мало и составляет порядка единиц Ом, пренебрегая им и получаем формулу (16).

Закон Ома позволяет определить величину Z путем измерений тока I и напряжения U на участке цепи, содержащем катушку:

$$Z = \frac{U}{I} \quad (18)$$

Откуда, сопоставляя (16) и (18), выразим индуктивность тороида:

$$L = \frac{U}{I \omega} \quad (19)$$

Расчетная формула для определения магнитной проницаемости, полученная с использованием выражений (10), (11) (16), (18), (19) имеет следующий вид:

$$\mu = \frac{LI}{\mu_0 N^2 S} = \frac{UI}{I\omega\mu_0 N^2 S} = b \frac{U}{I}, \quad (20)$$

где $b = \frac{l}{\omega\mu_0 N^2 S}$ – постоянная установки.

Напряженность магнитного поля, которое создается в кольцевом сердечнике при протекании по обмотке тока I , можно рассчитать по формуле (4):

$$H = \frac{NI}{l}.$$

Таким образом, каждому значению тока I соответствуют определенная напряженность магнитного поля H , магнитная проницаемость сердечника μ и индукция магнитного поля B :

$$B = \mu_0 \mu H. \quad (21)$$

Определяя величины H , μ и B при различных токах, можно экспериментально установить следующие зависимости:

а) $B=f(H)$ – зависимость магнитной индукции от напряженности магнитного поля (основная кривая намагничивания ферромагнетика);

б) $\mu=f(H)$ зависимость магнитной проницаемости сердечника от напряженности магнитного поля.

Приборы и оборудование.

Установка учебная ФЭЛ-10

"Измерение индуктивности тороида с ферромагнитным сердечником"

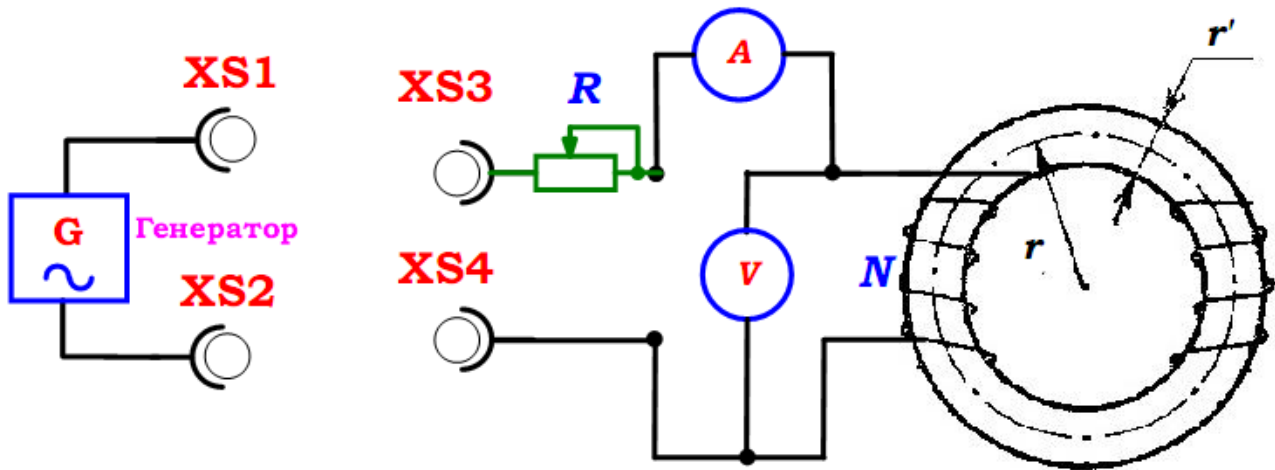


Рис. 10. Принципиальная электрическая блок-схема учебной установки.

Блок — схема учебной установки для измерения индуктивности тороида с ферромагнитным сердечником и изучения зависимости магнитной проницаемости ферромагнетика от напряженности магнитного поля представлена на рис. 10.

На кольцевой сердечник, изготовленный из исследуемого ферромагнитного материала намотаны $N=100$ проволочных витков. Эта обмотка, по которой пропускают переменный ток частоты $\nu=200$ Гц, служит для намагничивания магнетика. По параметрам обмотки определяют напряженность H намагничивающего поля. Генератор напряжений синусоидальной формы позволяет изменять напряжение U , а следовательно, и ток I в обмотке тороида. Эти величины измеряют соответственно вольтметром V и амперметром A .

Амперметр в цепи анода снабжен автоматическим переключением пределов измерения, показания могут индцироваться в mA (миллиамперы) μ kA (микроамперы), nA (наноамперы). Текущая единица измерения отображается после соответствующего числового значения на дисплее.

Для начала работы необходимо подключить намагничивающую обмотку исследуемого образца ферромагнетика к генератору, соединив прилагаемыми перемычками выходы генератора с обмоткой тороида: XS1 – XS3; XS2 – XS4.

Для изменения тока тороида предназначена ручка «ТОК ТОРОИДА» (переменный резистор R на рис. 10).

Порядок выполнения.

1. Перед включением следует проверить целостность всех соединительных и сетевых проводов устройств.
2. Включите лабораторный модуль в сеть ~220 В.
3. Перевести переключатель СЕТЬ на панели установки в положение «ВКЛ» при этом должен загореться соответствующий сигнальный светодиод. Дать прибору прогреться не менее 5-7 минут.
4. Собрать схему рис. 10 для исследования вольтамперной характеристики тороида, соединив контрольные точки блок – схемы рис. 10 перемычками. Для этого перемычками соединить выводы соответственно попарно: XS1 – XS3; XS2 – XS4.
5. Плавно вращая ручку «ТОК ТОРОИДА» снять зависимость тока через тороид от приложенного напряжения $I=f(U)$ (вольтамперная характеристика).

Таблица 1

$I, \text{мА}$	$U, \text{В}$	$H, \text{А/м}$	$L, \text{Гн}$	$B, \text{мТл}$	$\mu \cdot 10^3$

Данные для расчетов: количество витков намагничивающей обмотки $N=100$; частота генератора $\nu=200$ Гц; площадь поперечного сердечника $S=3 \cdot 10^{-4}$ м²; средний радиус тороида $r=0,015$ м, откуда длина тороида $l=2\pi r=0,094$ м.

6. Рассчитать постоянную установки b по формуле:

$$b = \frac{l}{\omega \mu_0 N^2 S}$$

где $\omega = 2\pi\nu$ - циклическая частота генератора.

7. По формулам (4), (19), (20), (21) для каждого значения тока I рассчитайте значения напряженности магнитного поля H , индуктивности тороида L , магнитной проницаемости μ и индукции магнитного поля B . Все измеренные и вычисленные значения занести в таблицу 1.
8. По данным таблицы 1 построить основную кривую намагничивания ферромагнетика $B=f(H)$ и график зависимости магнитной проницаемости от величины напряженности магнитного поля $\mu=f(H)$.
9. Сравните полученные кривые с теоретическими и экспериментальными зависимостями.
10. По окончании работы отключить установку от сети, поставив переключатель «СЕТЬ» в положение «ВЫКЛ» и вынуть сетевую вилку из розетки.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Как классифицируются магнетики?
2. Какая физическая величина называется магнитной восприимчивостью?
3. Какое свойство магнетиков определяет магнитная проницаемость?
4. Какой вид имеет кривая намагниченности ферромагнетика?
5. Что такое “петля гистерезиса”?
6. Расскажите о доменной структуре ферромагнетиков. Объясните с ее помощью процесс намагничивания ферромагнетиков.
7. Как можно определить по графику зависимости B от H численное значение вектора намагничивания (\vec{J}) в состоянии магнитного насыщения?
8. Где применяются магнитомягкие и магнито жесткие материалы?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

1. А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. "Курс общей физики". — М.: Высшая школа, 1989г.
2. В. И. Иверонова и др. "Физический практикум". — М.: Физико-математическая литература, 1962г.
3. В. С. Попов. "Теоретическая электротехника". — М.: Энергоатомиздат, 1990г.
4. Т. И. Трофимова. "Курс физики". — М.: Высшая школа, 1998г.
5. Д. Джанколи. "Физика". Том II. — М.: Мир, 1989г.
6. Г. Г. Рекус, В. Н. Чесноков. "Лабораторные работы по электротехнике и основам электроники". — М.: Высшая школа, 1989г.

**ДЛЯ СВОБОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ
НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»**