

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

кафедра общей физики и физики конденсированного состояния

Методическая разработка

по общему физическому практикуму

Лаб. работа № 67

**ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОЙ
ВОСПРИИМЧИВОСТИ**

Описание составили

доцент Гайдукова И.Ю. и ассистент Родимин В.Е.

Москва - 2012

Цель работы – измерить магнитную восприимчивость различных материалов при комнатной температуре.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

Различные вещества в магнитном поле намагничиваются, т.е. сами становятся источником магнитного поля. Магнитная индукция результирующего поля в образце определяется как

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}', \quad (1)$$

где \mathbf{B}_0 - магнитное поле в отсутствие образца, \mathbf{B}' - дополнительное магнитное поле, создаваемое намагниченным образцом. Под полем \mathbf{B} подразумевается поле, усредненное по объему образца.

Причина намагничивания заключается в том, что во всех веществах существуют мельчайшие электрические токи, замыкающиеся в пределах каждого атома (молекулярные токи). Магнитный момент замкнутого тока определяется как

$$\mathbf{p} = i\mathbf{S}\mathbf{n}, \quad (2)$$

где i – сила тока, S – площадь контура, обтекаемая током, \mathbf{n} - единичный вектор нормали к плоскости витка с током, т.е. направление магнитного момента перпендикулярно плоскости контура и связано с направлением тока правилом буравчика. При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты молекулярных токов в магнетике расположены хаотически, так что суммарный магнитный момент любого бесконечно малого объема ΔV равен нулю. При внесении магнетика во внешнее магнитное поле расположение молекулярных токов становится частично или полностью упорядоченным, вследствие этого любой элемент объема ΔV приобретает отличный от нуля магнитный момент, т.е. вещество намагничивается.

Намагниченностью вещества \mathbf{I} называется магнитный момент единицы объема

$$\mathbf{I} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \mathbf{p}_i, \quad (3)$$

где ΔV – физически бесконечно малый объем, \mathbf{p}_i – магнитный момент отдельной молекулы.

Напряженность магнитного поля в веществе \mathbf{H} определяется как

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{I}, \quad (4)$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

В каждой точке магнетика

$$I = \chi H, \quad (5)$$

χ – характерная для данного магнетика величина, называемая *магнитной восприимчивостью*. Подставив в (4) выражение (5), получим

$$H = \frac{B}{\mu_0} - \chi H, \quad H = \frac{B}{\mu_0(1+\chi)}, \quad H = \frac{B}{\mu_0\mu}. \quad (6)$$

Величина $\mu = 1 + \chi$ называется *магнитной проницаемостью* вещества.

Магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше единицы. Вещества, для которых $\mu < 1$, называются *диамагнитными* или *диамагнетиками* (например, азот, серебро, вода, висмут), а вещества с $\mu > 1$ – *парамагнитными* или *парамагнетиками* (например, кислород, алюминий, платина). Магнитная восприимчивость χ для парамагнетиков положительна, а для диамагнетиков – отрицательна. Так как намагниченность вещества I связана с напряженностью магнитного поля H соотношением (5), то отрицательное значение χ в диамагнетиках означает, что в них вектор намагниченности направлен противоположно намагничивающему полю.

Значения χ для многих диа- и парамагнетиков малы: для азота $\chi = -0.0062 \cdot 10^{-6}$, для воды $\chi = -9.0 \cdot 10^{-6}$, для кислорода $\chi = 1.8 \cdot 10^{-6}$, для алюминия $\chi = 21 \cdot 10^{-6}$. Поэтому их магнитная проницаемость $\mu = 1 + \chi$ близка к единице. Многие диа- и парамагнетики намагничиваются весьма слабо.

Рассмотрим, какую природу имеют молекулярные токи в магнетике. С достаточным приближением можно считать, что электроны в атомах обращаются вокруг ядра по круговым или эллиптическим орбитам. Такие электроны представляют собой замкнутые электрические токи, и поэтому естественно предположить, что именно они являются молекулярными токами, ответственными за намагничивание вещества. Пусть e и m – заряд и масса электрона, S – площадь орбиты. Тогда орбитальный магнитный момент $p = iSn = e \nu Sn$, где ν – число оборотов электрона в секунду. Механическим орбитальным моментом количества движения (орбитальным моментом импульса) относительно центра орбиты, как известно, называется величина

$$l = [r \times m\mathbf{v}], \quad (7)$$

здесь \mathbf{v} - скорость электрона, \mathbf{r} - радиус вектор, проведенный из центра орбиты. Орбитальный механический момент имеет величину $l = m\mathbf{v} r = m\omega r^2 = 2m\mathbf{v}S$ и направлен вдоль оси орбиты, $\omega = 2\pi\nu$ - угловая скорость электрона. Так как заряд электрона отрицательный, то в соответствии с правилом правого буравчика направления векторов \mathbf{p} и l противоположны. Отношение орбитального магнитного момента к механическому называется *гиромагнитным отношением*:

$$\Gamma = p / l = -1/2 (e/m) \quad (8)$$

и зависит только от универсальных постоянных e и m . Знак минус в этой формуле выражает противоположность направлений векторов \mathbf{p} и l . Соотношение (8) справедливо не только для круговых, но и для эллиптических орбит.

Поместим электрон, движущийся по орбите, во внешнее магнитное поле. На замкнутый контур с током в магнитном поле будет действовать пара сил, которая приведет к дополнительному равномерному вращению (Ларморовой прецессии), при котором вектор l будет описывать конус вокруг направления индукции \mathbf{B} с некоторой угловой скоростью Ω . Так как электрон имеет отрицательный заряд, то вектор угловой скорости Ω направлен параллельно \mathbf{B} , а величина угловой скорости, как можно показать, составляет

$$\Omega = 1/2 (e/m)B . \quad (9)$$

Таким образом, внешнее магнитное поле не вызывает переориентировки осей орбит, а только их прецессию. Но если имеются причины, тормозящие прецессию, например, соударения с соседними атомами, то ось электронной орбиты будет постепенно изменять свою ориентировку и, в конце концов, установится таким образом, чтобы орбитальный магнитный момент \mathbf{p} оказался параллельным магнитному полю.

Внутри атома, помимо орбитального движения электрона, имеется и другой тип движения, приводящий к возникновению магнитного и механического моментов. Самому электрону присущи и магнитный, и механический моменты, причем их гиромагнитное отношение для электрона Γ_e равно

$$\Gamma_e = -e/m . \quad (10)$$

Собственный механический момент количества движения электрона

называется *спином* электрона. Магнитный момент электрона составляет $9,283 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ и называется *магнетоном*.

Таким образом, магнетизм атомов обусловлен двумя причинами: во-первых, движением электронов по замкнутым орбитам, во-вторых, магнетизмом самих электронов, которые являются источником магнитного поля независимо от их орбитального движения. Атом представляет собой совокупность электронов и поэтому обладает и магнитным, и механическими моментами, которые представляют собой векторные суммы моментов отдельных электронов атома.

Наличием у атомов определенного магнитного момента объясняются парамагнитные свойства вещества. В отсутствие магнитного поля магнитные моменты атомов в парамагнетике ориентированы беспорядочно вследствие теплового движения. Поэтому магнитный момент образца близок к нулю. Во внешнем поле на каждый атом действует пара сил, стремящаяся установить магнитные моменты атомов параллельно полю. В результате внутри парамагнетика возникает упорядоченное расположение магнитных моментов атомов и намагниченность I становится отличной от нуля. При этом направление I оказывается параллельным направлению индукции B , что характерно для парамагнетиков (магнитная проницаемость $\mu > 1$, восприимчивость $\chi > 0$).

При повышении температуры усиливается тепловое движение атомов и их ориентировка в данном поле становится слабее, намагниченность парамагнетика уменьшается. Этим объясняется уменьшение восприимчивости при нагревании. Изменение восприимчивости с температурой подчиняется закону, установленному Кюри:

$$\chi = C/T, \quad (11)$$

где T – абсолютная температура, а C – постоянная (константа Кюри), зависящая от рода вещества. Магнитная восприимчивость таких веществ монотонно изменяется с изменением температуры. Подобные вещества называются *нормальными парамагнетиками*.

Для диамагнетиков характерно то, что в них вектор намагничивания I направлен противоположно намагничивающему полю ($\mu < 1$, $\chi < 0$). Это вызвано тем, что при включении внешнего магнитного поля B движение электрона изменяется, возникает ларморова прецессия. Прецессия приводит к дополнительному движению электрона по окружности некоторого радиуса вокруг вектора B с угловой скоростью Ω (см. (9)). Это дополнительное движение создает дополнительный круговой ток и, следовательно, дополнительный магнитный момент. Так как заряд электрона $e < 0$, возникающий вследствие прецессии дополнительный магнитный момент орбиты будет направлен противоположно B .

Ларморову прецессию в магнитном поле испытывают все электроны любого атома, поэтому атомы всех веществ являются носителями диамагнитных свойств. Но атомы имеют и постоянный суммарный магнитный момент, который обуславливает их парамагнитные свойства. Если магнитный момент атомов велик, то парамагнитные свойства преобладают над диамагнитными и вещество оказывается парамагнетиком. Если магнитный момент мал, то преобладают диамагнитные свойства и вещество является диамагнетиком. Так, атомы всех инертных газов имеют полный магнитный момент, равный нулю, то для них имеется только диамагнитный эффект. Все инертные газы диамагнитны.

Магнитная восприимчивость диамагнетиков практически не зависит от температуры.

Наряду с диа- и парамагнетиками имеются вещества, способные намагничиваться весьма сильно. Они называются *ферромагнетиками*. Магнитная проницаемость большинства ферромагнетиков измеряется многими сотнями и тысячами единиц, а у некоторых, специально приготовленных и обработанных ферромагнетиков, она достигает миллиона. К ферромагнетикам относятся, например, железо, никель, кобальт, гадолиний, их сплавы и соединения, а также соединения на основе марганца и хрома и др. Ферромагнетики, помимо способности сильно намагничиваться, обладают рядом свойств, существенно отличающих их от диа- и парамагнетиков.

Кривая намагничивания. Характерной особенностью ферромагнетиков является сложная нелинейная зависимость между намагниченностью I и напряженностью поля H . Зависимость I от H для ферромагнетиков изображена на рис. 1. Видно, что намагниченность сначала быстро возрастает, но затем наступает магнитное насыщение, при котором она достигает некоторого максимального значения I_s (*намагниченность насыщения*) и практически перестает зависеть от напряженности поля. Такая кривая *называется основной кривой*

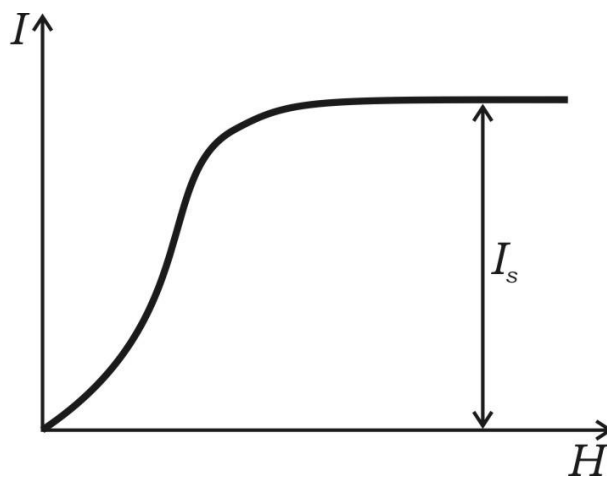


Рис. 1. Кривая намагничивания ферромагнетиков

намагничивания.

Из соотношений (4)-(6) следует, что зависимость B от H так же будет нелинейной. Вследствие этого магнитная проницаемость $\mu = B/(\mu_0 H)$ зависит от напряженности магнитного поля следующим образом: μ возрастает с увеличением поля от начального значения до некоторой максимальной величины μ_m , но затем, после прохождения через максимум, μ уменьшается и асимптотически стремится к значению, очень близкому к единице.

Петля гистерезиса. Поместим первоначально ненамагниченный ферромагнетик во внешнее магнитное поле создаваемое намагничивающей катушкой. Увеличим магнитное поле от нуля до некоторого значения H_1 (рис. 2). Значение намагниченности в магнетике изобразится сегментом $O1$ кривой $O1A$ и определяется отрезком ординаты $O1_1$. Если теперь вновь

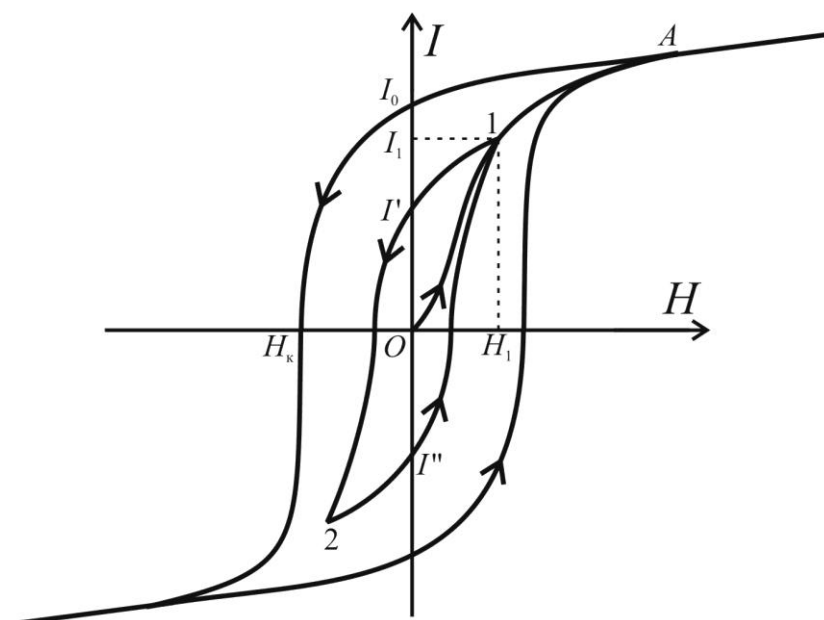


Рис. 2. Магнитный гистерезис.

уменьшить магнитное поле, то уменьшение намагниченности будет изображаться уже не сегментом кривой намагничивания $O1$, а кривой $O1\Gamma$, и когда поле опять достигнет нулевого значения, намагниченность не будет равна нулю, а будет выражаться отрезком $O\Gamma$ (*остаточная намагниченность*). Ферромагнетик в этом состоянии является постоянным магнитом. Если, далее, изменить направление магнитного поля на противоположное первоначальному (перемагнитить образец), то изменение намагниченности будет описываться сегментом кривой $O\Gamma 2$. При дальнейшем увеличении поля в противоположном направлении намагниченность будет изменяться в соответствии с кривой $2\Gamma''1$. При циклическом перемагничивании ферромагнетика изменение

намагниченности в нем будет изображаться петлеобразной замкнутой кривой $I^2 I^1$.

Таким образом, значение намагниченности в ферромагнетике определяется не только приложенным магнитным полем, но еще зависит от предыдущих состояний, причем происходит своеобразное отставание изменения намагниченности от изменений напряженности поля. Это явление получило название *магнитного гистерезиса*, а указанная выше петлеобразная кривая зависимости $I(H)$ при циклическом перемагничивании называется *петлей гистерезиса*.

Из кривых рис. 2 видно, что при выведении намагничивающего поля до нулевого значения в магнетике сохраняется остаточная намагниченность I . При увеличении амплитуды намагничивающего поля она стремится к предельному значению I_0 . Петля гистерезиса, соответствующая этому значению остаточной намагниченности, называется *максимальной*. Все другие петли гистерезиса называются *частными петлями гистерезиса*.

Чтобы уничтожить остаточную намагниченность, в объеме ферромагнетика необходимо создать определенное поле, направленное против первоначального намагничивающего поля, изображаемого отрезком OH_k . Это поле называется *коэрцитивной силой* ферромагнетика.

Ферромагнетики с большой коэрцитивной силой называются *магнитожесткими*. Для них характерна широкая петля гистерезиса, и они используются для изготовления постоянных магнитов. *Магнитомягкие* материалы обладают узкой петлей гистерезиса и соответственно малой коэрцитивной силой и могут быть использованы, например, для сердечников трансформаторов т.к. узость петли гистерезиса обеспечивает относительно низкие потери энергии на перемагничивание.

Для того чтобы размагнитить ферромагнетик, его помещают внутрь катушки, питаемой переменным током, и амплитуду тока постепенно уменьшают до нуля. При этом ферромагнетик подвергается многократным циклическим перемагничиваниям, соответствующим различным частным петлям гистерезиса, которые, постепенно уменьшаясь, стягиваются к точке O (рис. 2), где намагниченность равна нулю.

Согласно современным представлениям, в ферромагнетиках возникает ориентация элементарных магнитных моментов независимо от внешнего магнитного поля, так что ферромагнетик намагничен до насыщения уже без всякого поля. Наличие такого самопроизвольного, или спонтанного намагничивания является наиболее характерным свойством ферромагнетиков. Однако, в отсутствие внешнего поля ферромагнетики могут быть и не намагничены. Это объясняется тем, что образец разбивается на большое число малых, но макроскопических, областей,

называемых доменами. Каждая из этих областей намагничена весьма сильно, но направления намагничивания в отдельных доменах различны и таковы, что полный магнитный момент образца равен нулю. Разбиение ферромагнетика на домены выгодно с энергетической точки зрения. Если ферромагнетик состоит из одного домена, то во внешнем пространстве возникает магнитное поле, которое заключает в себе определенную энергию. Поэтому ферромагнетик из однодоменного состояния стремится перейти в такое многодоменное состояние, в котором магнитное поле вне образца отсутствует. Разбиение на домены приводит к уменьшению энергии ферромагнетика.

Сильная ориентация магнитных моментов внутри доменов вызывается силами обменного взаимодействия, наличие которых не объясняется в классической физике. Природа обменного взаимодействия объясняется только в курсе квантовой физики.

С наличием доменов связан и сложный характер зависимости намагниченности от внешнего поля. В отсутствие внешнего поля ферромагнетик разбивается на домены и его результирующий магнитный момент равен нулю. При включении внешнего поля энергии отдельных доменов становятся неодинаковыми: энергия меньше для тех доменов, в которых вектор намагничивания образует острый угол с направлением внешнего поля, и больше, если этот угол тупой. Поэтому возникает такой процесс смещения границ доменов, при котором объем доменов с меньшей энергией возрастает, а с большей энергией уменьшается. В случае очень слабых полей эти смещения границ обратимы и точно следуют за изменением поля. При увеличении поля смещения границ доменов делаются необратимыми и энергетически невыгодные домены исчезают вовсе. Если поле увеличивается еще больше, то возникает процесс, при котором изменяется направление магнитного момента внутри домена (намагничивание вращения). В очень сильном поле магнитные моменты всех доменов устанавливаются параллельно полю. В этом состоянии ферромагнетик имеет наибольший магнитный момент, т. е. намагничен до насыщения. Процессы перемагничивания носят необратимый характер и происходят с некоторой задержкой по сравнению с первым вводом поля, т. е. смещение границ и поворот вектора намагничивания отстают от изменения поля, что приводит к появлению гистерезиса и остаточной намагниченности.

Температура Кюри. При повышении температуры способность ферромагнетиков намагничиваться уменьшается. При этом падают значения их магнитной восприимчивости и проницаемости при любом значении магнитного поля, сужается петля гистерезиса и уменьшается намагниченность насыщения I_s . При некоторой температуре T_K , называемой *температурой Кюри*, ферромагнитные свойства исчезают вовсе. Температура Кюри различна для разных ферромагнетиков: T_K

кобальта составляет 1150°C , железа - 770°C , никеля - 360°C , гадолиния - 17°C , температуры Кюри сплавов сильно зависят от соотношения входящих в них элементов.

При температурах более высоких, чем температура Кюри, ферромагнетик превращается в парамагнетик. Зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры для таких парамагнетиков подчиняется закону Кюри–Вейсса, который имеет вид

$$\chi = \frac{C}{T - T_{\text{жс}}}, \quad (12)$$

здесь C – постоянная, зависящая от рода вещества, а $T_{\text{жс}}$ – температура Кюри.

В системе СИ единицей напряженности магнитного поля H является ампер на метр (А/м). Индукция магнитного поля B измеряется в тесла (Т), намагниченность I – в ампер на метр (А/м). Магнитная постоянная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ генри на метр (Г/м). Величины μ и χ являются безразмерными. В литературе часто используют абсолютную симметричную систему электрических и магнитных единиц (систему единиц Гаусса). В этой системе напряженность магнитного поля H измеряется в эрстедах (Э), $1\text{Э} = (10^3/4\pi) \text{А/м}$, а магнитная индукция B в гауссах (Гс), $1\text{Гс} = 10^{-4}\text{Т}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для изучения магнитной восприимчивости вещества используются блоки, входящие в состав лабораторного комплекса *ЛКЭ-1*: генератор *ГСФ-1*; модуль *М03 «Поле в веществе»*, в частности, входящий в состав данного модуля соленоид с датчиками *Д1*, *Д2* и *Д3*, двухканальный осциллограф *С1-131/1*, позволяющий одновременно наблюдать два сигнала. Сигнал (синусоидальное напряжение) с генератора *ГСФ-1*

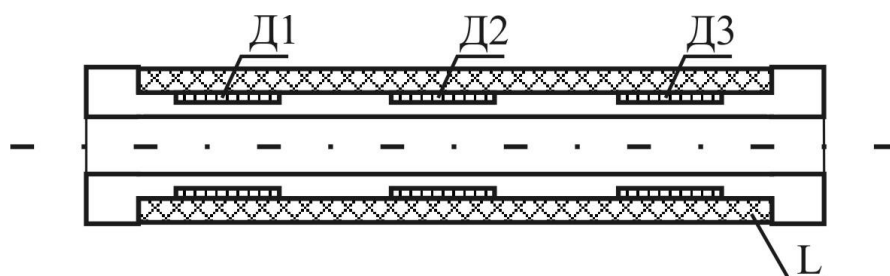


Рис. 3. Соленоид с датчиками (в разрезе).

подается на соленоид L . На один канал двухканального осциллографа

С1-131/1 подается напряжение с соленоида L , на другой канал – напряжение с датчика $ДЗ$ (упражнение 1) или двух последовательно соединенных датчиков $Д1$ (или $Д2$) и $Д3$ (упражнение 2), расположенных внутри соленоида L . Датчики внутри соленоида представляют собой три одинаковые катушки индуктивности с контактами, ведущими из соленоида (рис. 3). Сигнал с датчика (напряжение на датчике U), согласно закону электромагнитной индукции Фарадея, пропорционален изменению по времени магнитного потока Φ внутри соленоида: $U \sim d\Phi/dt$.

Магнитная восприимчивость в данной задаче определяется индукционным методом следующим образом. Поток вектора магнитной индукции Φ через датчик $ДЗ$ равен величине магнитной индукции B умноженной на площадь сечения датчика S_D и количество витков в датчике N :

$$\Phi = B S_D N. \quad (13)$$

Если внутри соленоида образец отсутствует, то напряжение U на датчике $ДЗ$ равно скорости изменения магнитного потока через сечение соленоида во времени: $U = d\Phi/dt$. Если теперь внести в соленоид образец, то поток, проходящий через сечение образца S , увеличится в μ раз, а поток через остальное сечение датчика $(S_D - S)$ не изменится. Таким образом, для расчета напряжения на датчике из первоначального потока надо вычесть ту часть, которую занимает образец, а вместо нее добавить поток, увеличенный в μ раз:

$$U = \frac{d}{dt} \left(\Phi - \Phi \frac{S}{S_D} + \mu \Phi \frac{S}{S_D} \right) = U_0 \left(1 - \frac{S}{S_D} + \mu \frac{S}{S_D} \right) = U_0 \left(1 + \frac{S}{S_D} (\mu - 1) \right) = U_0 \left(1 + \frac{S}{S_D} \chi \right), \quad (14)$$

где U и U_0 – напряжение с образцом (стержнем) и без образца, соответственно, S – площадь поперечного сечения стержня, S_D – площадь поперечного сечения датчика $ДЗ$. В итоге для восприимчивости образца получается формула

$$\chi = (U/U_0 - 1) S_D/S. \quad (15)$$

Для проведения измерений собирается схема (рис. 5 или рис. 6). На генераторе *ГСФ-1* устанавливается частота сигнала около 100 Гц . Частота устанавливается следующим образом: ручка «частота» повернута на максимальное значение, кнопки «х 3» и «х 10» нажаты, кнопка «х 100» отжата. Кнопка «ток» – нажата, кнопки изменения формы сигнала на

пилообразный и прямоугольный – отжаты. Ручка регулировки уровня выходного сигнала « *УРОВЕНЬ* » должна быть повернута примерно на одну треть шкалы.

Если на один из входов (*Y1* или *Y2*) двухканального осциллографа *C1-131/1* подан синусоидальный сигнал, то на экране должна быть видна синусоида. Смещением синусоиды по горизонтали и вертикали можно управлять ручками \leftrightarrow и \updownarrow ; от положения переключателя « *TIME/DIV* » на осциллографе зависит количество периодов синусоиды, прорисовываемых на экране. Усиление сигнала соответствующего канала регулируется переключателями *V/DIV* (рис.4). Правый двухпозиционный переключатель грубо изменяет усиление, левый многопозиционный – более плавно. Если правый переключатель указывает на « *V* », то показание нижней шкалы левого переключателя дает цену деления в вольтах на большое деление шкалы экрана. В другом случае, когда правый переключатель указывает на « *mV* » – цена деления дается верхней шкалой в милливольтках на деление. Расположение надписей над переключателями делает это наглядным. Усиление входного сигнала выбирается таким, чтоб амплитуда сигнала была максимально большой, но умещалась на экране. Таким образом, сигнал визуально отсчитывается по вертикали в больших делениях шкалы экрана осциллографа, это значение записывается, и всякий раз обязательно надо выписывать цену деления (например, *5 В/дел*). Усиление выбирается перед проведением серии измерений и меняется в процессе измерений, если сигнал выходит за пределы экрана или становится слишком слабым (положим, меньше *10%* величины экрана). При измерении величины сигнала (удвоенного амплитудного значения) целесообразно пользоваться ручками \leftrightarrow и \updownarrow , располагая синусоиду относительно шкалы экрана так, чтобы отсчитывать деления было наиболее удобно. Большие деления разделены на 5 маленьких делений, поэтому записывать показания следует с точностью *0,2* от большого деления.

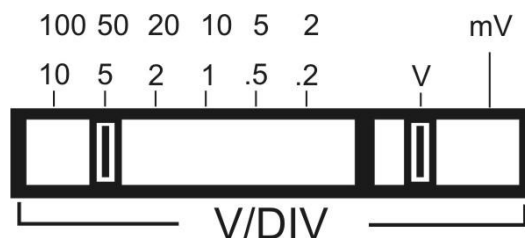


Рис. 4. Переключатель чувствительности осциллографа

В данной работе определяется магнитная восприимчивость различных образцов, выполненных в виде маркированных стержней. Некоторые

стержни представляют собой прутки из соответствующих материалов, другие - текстолитовый контейнер, с насыпанным внутрь порошком.

маркировка стержня	материал
2	кобальтовый порошок
4	дюраль
5	сталь «немагнитная»
7	сталь «магнитная»
M400НН	никель-цинковый ферритовый стержень

Для измерения восприимчивости стержень помещается в соленоид L , так, чтобы часть стержня оставалась снаружи. При этом меняется магнитный поток Φ внутри соленоида. Изменение Φ сопровождается изменением величины изображения на экране осциллографа, что связано с изменением величины сигнала на входе $Y2$. Стержень нужно установить в соленоиде в такое положение, при котором изображение на экране осциллографа достигает наибольшей величины .

Упражнение 1

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ИНДУКЦИОННЫМ МЕТОДОМ

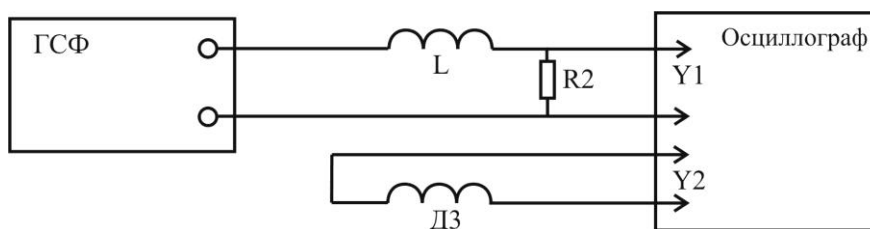


Рис. 5. Схема установки к упражнению 1.

Собрать схему (рис. 5). Включить генератор $ГСФ-1$ и осциллограф $С1-131/1$, дать им прогреться 3 минуты. Выставить частоту генератора около $100 Гц$. Добиться, чтобы на экране осциллографа появились две синусоиды: сигнал от генератора на входе $Y1$ и сигнал с датчика $ДЗ$ на входе $Y2$. При помощи ручек \updownarrow разобраться, какая синусоида какому входу соответствует, расположить их друг над другом. После начала измерений сигнал с генератора нельзя менять ни по частоте, ни по амплитуде. Для измерения магнитной восприимчивости понадобится только сигнал с датчика $ДЗ$. Сигнал с генератора нужно оставить на

экране осциллографа для наглядности и для уверенности, что в процессе измерений не меняется ни величина, ни форма сигнала.

Записать напряжение (удвоенное значение амплитудного напряжения) на входе $Y2$ в отсутствие образца U_0 , для этого нужно умножить количество больших делений сигнала $Y2$ на цену деления (определяется по положению переключателя V/DIV); значение U_0 понадобится и во втором упражнении.

Поочередно помещая различные образцы (стержни) в соленоид, измерить величину сигнала $Y2$ (удвоенное значение амплитуды) U . Результаты измерений оформить в тетради в виде таблицы:

№ стержня	Диаметр стержня, см	Кол-во дел. осцилл.	Цена деления	Напряжение U , В	Магнитная восприимчивость χ

В последнюю колонку таблицы заносятся значения магнитной восприимчивости χ , рассчитанные по формуле (15). Площадь поперечного сечения стержня $S = \pi D^2/4$, где D – диаметр стержня, который измеряется при помощи штангенциркуля. Для текстолитового контейнера с порошком надо брать внутренний диаметр контейнера $D = 5\text{мм}$. $S_d = 1,0\text{ см}^2$ – площадь поперечного сечения датчика ДЗ.

Упражнение 2

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

В ряде случаев, когда магнитная восприимчивость исследуемого образца сравнительно мала и изменение сигнала (U_0-U) слабо заметно на фоне большого исходного сигнала U_0 , уместно использовать метод, позволяющий вычитать исходный сигнал U_0 . Для этого два одинаковых датчика включают последовательно таким образом, чтобы исходный сигнал с соленоида в датчиках взаимно компенсировался. Если при этом в один (и только один) из датчиков вставить образец, то измеряемый сигнал U будет соответствовать только величине изменения магнитного потока вследствие внесения образца, что позволяет рассчитать искомую магнитную восприимчивость. В реальности невозможно подобрать две абсолютно одинаковые катушки индуктивности в качестве датчиков, тем не менее, отношение полученного сигнала к исходному можно увеличить на несколько порядков. Для проведения измерений таким методом необходимо совершить следующие действия.

Собрать установку, (рис 6). Сигнал на входе $Y2$ при этом должен быть равен нулю, т.е. вместо синусоиды на экране должна быть горизонтальная

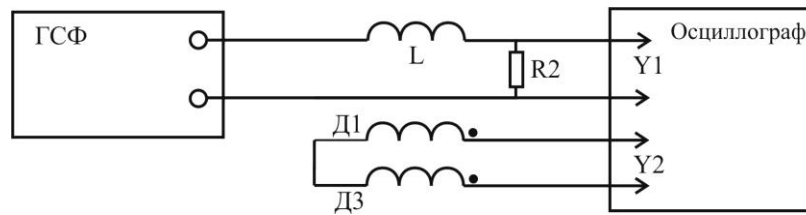


Рис. 6. Схема установки к упражнению 2.

прямая. При достаточно большой чувствительности осциллографа видно, что сигнал с датчиков $Д1$ (или $Д2$) и $Д3$ скомпенсирован не идеально. Из датчиков $Д1$ и $Д2$ выбирается тот, при котором сигнал скомпенсирован лучше. Для измерений надо выбрать такую чувствительность, чтобы сигнал на $Y2$ был по форме близок к прямой линии. Это получается тогда, когда переключатель V/DIV находится в положении $2 mV$. Соответственно, для проведения измерений выбирается положение $2 mV$.

Дальнейшая последовательность действий такая же, как в упражнении 1, но магнитная восприимчивость рассчитывается иначе. Поскольку в данном упражнении мы непосредственно измеряем изменение потока благодаря внесению образца, то из формулы (14) надо вычесть значение U_0 :

$$U = U_0 \left(1 + \frac{S}{S_d} \chi \right) - U_0.$$

В итоге получаем формулу для расчета восприимчивости в упражнении 2:

$$\chi = (U/U_0) S_d/S, \quad (16)$$

В данном случае U – это напряжение на паре датчиков с образцом и без него. В отсутствие образца величина сигнала U практически равна нулю. U_0 – сигнал с одного (распаренного) датчика в отсутствие образца, его значение берется из первого упражнения.

В качестве отчета о проделанной работе необходимо представить две таблицы с рассчитанной восприимчивостью образцов.

Вопросы к лабораторной работе:

1. Что называется намагниченностью вещества?
2. Что называется магнитной восприимчивостью и магнитной проницаемостью?
3. Как классифицируются материалы в зависимости от их магнитных свойств?
4. Как объясняются пара- и диамагнитные свойства вещества в классической физике?
5. Какие вещества относятся к ферромагнетикам и какими магнитными свойствами они обладают?
6. Что называется остаточной намагниченностью и коэрцитивной силой?
7. Как зависят магнитные свойства ферромагнетика от температуры?
8. Что такое магнитные домены?
9. Какие процессы намагничивания происходят в ферромагнетике при возрастании магнитного поля?
10. Какими методами определяется магнитная проницаемость веществ в данной задаче? Какой метод для каких материалов предпочтительнее?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В пяти книгах. Москва, Астрель АСТ, 2004. Книга 2, глава 7 «Магнитное поле в веществе».
2. Белов Д.В. Краткий курс общей физики. Часть III. Электричество и магнетизм. Курс лекций. Издательство Московского университета. 1981. Глава IV «Магнитное поле и вещество».
3. Калашников С.Г. Электричество. «Наука», 1977. Глава XI «Магнетики».