

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА**

**Физический факультет**

**Кафедра общей физики и магнитоупорядоченных сред**

**Методическая разработка  
по общему физическому практикуму**

**Задача № 54**

**ИЗМЕРЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ  
ПОСТОЯННОГО МАГНИТА**

**МОСКВА 2005**

Задачу поставили и составили описание:  
доцент Авксентьев Ю.И.  
старший преподаватель Овчинникова Т.Л.

# ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ.

**Цель работы:** Измерить зависимость индукции магнитного поля от расстояния в направлениях параллельном ( $B_{\parallel}$ ) и перпендикулярном ( $B_{\perp}$ ) оси диполя. Убедиться, что и в первом, и во втором случаях индукция убывает по закону  $B = f\left(\frac{1}{r^3}\right)$  с увеличением расстояния до диполя. Найти отношение  $\frac{B_{\parallel}}{B_{\perp}}$ .

## § 1. Введение.

Источником постоянного магнитного поля в данной лабораторной работе является намагниченный бариевый феррит, имеющий форму кольца прямоугольного сечения. При изготовлении таких магнитов используется смесь тонкодисперсного порошка из окислов железа  $Fe_2O_3$  и бария  $BaO$ . Магнитные свойства этой смеси придают трехвалентные ионы железа. При изготовлении магнита нужной формы эта смесь прессуется и затем подвергается спеканию. Состав полученного материала соответствует формуле  $BaO \cdot 6 Fe_2O_3$ . После спекания изделие помещается в сильное магнитное поле – намагничивается. После снятия поля оно сохраняет магнитные свойства и может быть использовано в качестве источника постоянного магнитного поля.

Постоянные магниты из бариевых ферритов обладают высокими магнитными свойствами. Они находят широкое применение при изготовлении компактных и мощных электродвигателей, генераторов, и т.д. По своим механическим свойствам магниты из бариевых ферритов похожи на изделия из керамики, т.е. являются хрупкими. Обращаться с такими магнитами надо осторожно, так как в результате ударов они могут расколоться. При этом надо иметь в виду, что такие удары могут возникать не только вследствие их падения, но и в результате взаимодействия их с ближайшими стальными предметами. Особенно опасно приближать такие магниты друг к другу. Поэтому при изготовлении или разборке изделий, содержащих бариевые магниты, используются специальные устройства, которые позволяют проводить процессы намагничивания и размагничивания в уже собранных изделиях.

## § 2. Основные свойства магнитных материалов.

Для объяснения намагничивания Ампер предположил, что в молекулах вещества циркулируют круговые (молекулярные) токи. Гипотеза Ампера устанавливала, таким образом, единую точку зрения на природу магнитного поля. Из неё следовало, что магнитное поле естественных и искусственно созданных магнитных тел, и магнитное поле, существующее вокруг проводников с током, возникает вследствие движения заряженных частиц (электронов). Согласно современным представлениям, магнитные свойства атомов вызваны циркулирующими токами, создаваемыми или спинами электронов, или их орбитальными движениями внутри атома. Такие циркулирующие (круговые) токи получили название магнитных диполей. Направление магнитного поля диполя определяется правилом правого винта,

которое гласит: если винт вращать в направлении циркулирующего тока, то его поступательное движение укажет направление поля на оси диполя (см. рис. 5).

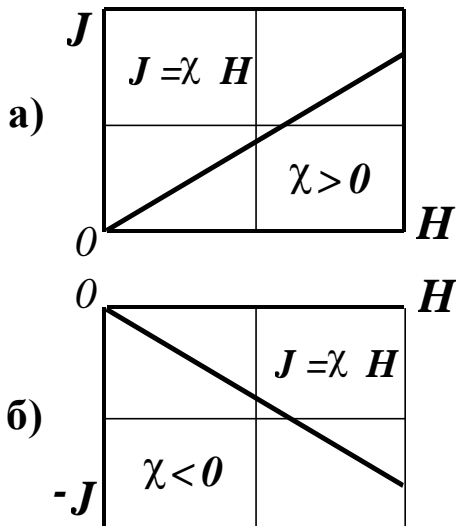


Рис.1

Характеристикой диполя является его магнитный момент  $\bar{p}_i$ , равный произведению силы тока  $i$  в круговом контуре на площадь  $\bar{s}$  контура.

$$\bar{p}_i = i\bar{s}. \quad (1).$$

Модуль вектора  $\bar{s}$  равен площади контура, направление определяется единичным вектором нормали  $\bar{n}$ . Из двух возможных векторов  $\bar{n}$  выбирается тот вектор, направление которого совпадает с направлением магнитного поля диполя.

Магнитный момент атома  $\bar{p}_a$  равен векторной сумме магнитных моментов всех циркулирующих в нём токов.

$$\bar{p}_a = \sum_i \bar{p}_i \quad (2).$$

Под действием магнитного поля магнитные моменты атомов упорядочиваются, вещество намагничивается и приобретает магнитный момент  $\bar{M}$ .

Намагничивание вещества, естественно, характеризовать магнитным моментом единицы объёма  $\bar{J}$ . Эту величину называют намагниченностью. Если вещество намагничено однородно, то

$$\bar{J} = \frac{\bar{M}}{V}, \quad (3)$$

где  $V$  – объём вещества.

Единицей измерения магнитных моментов атомов служит магнетон Бора

$$(\mu_B) \quad \mu_B = \frac{\hbar e}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2, \quad (4)$$

где  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  – постоянная Планка,  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона.

Намагниченность  $J$  может быть выражена в магнетонах Бора

$$J = Nn\mu_B, \quad (5)$$

где  $N$  – число магнитоактивных атомов в единице объёма магнетика;  $n$  – число магнетонов Бора, приходящихся на один магнитоактивный атом.

По своим магнитным свойствам магнетики подразделяются на три основные группы: диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики. В свою очередь ферромагнетики подразделяются на две подгруппы: мягкие и жёсткие ферромагнетики.

Опыт показывает, что намагниченность  $\bar{J}$  является функцией внешнего магнитного поля  $\bar{H}$  для всех типов магнетиков.

$$\bar{J} = \chi \bar{H}. \quad (6)$$

Коэффициент пропорциональности  $\chi$  носит название магнитной восприимчивости. Если восприимчивость отрицательна ( $\chi < 0$ ), то такие вещества относятся к группе диамагнетиков. Вещества с положительной восприимчивостью ( $\chi > 0$ ) называются парамагнетиками.

На рис. 1 изображены зависимости  $J$  от  $H$  для парамагнетиков- а), и диамагнетиков- б). Как видно из рис. 1, процессам увеличения и уменьшения

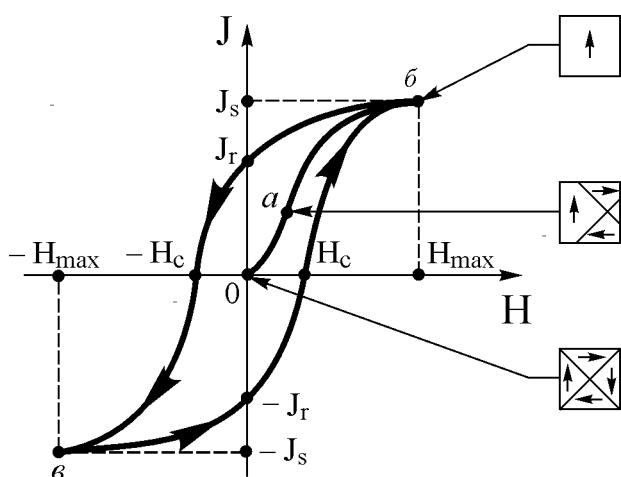


Рис. 2

внешнего поля  $H$  соответствует одна и та же прямая. В ферромагнетиках между намагниченностью и полем существует более сложная (нелинейная) связь (рис. 2, кривая 0аб). Такой вид связи объясняется двумя причинами: во-первых, наличием в ферромагнетиках в определённой области температур (от 0 К до так называемой точки Кюри) самопроизвольной (спонтанной) намагниченности  $J_s$ , существующей независимо от присутствия внешнего намагничивающего поля. И, во-

вторых, тем, что ниже температуры Кюри образец ферромагнетика разбивается на малые области (домены), обладающие однородной спонтанной намагниченностью (рис. 3).

При отсутствии внешнего магнитного поля направления векторов намагниченности в этих областях распределены по объёму образца так, что его результирующий магнитный момент равен нулю (рис. 2, точка 0).

Намагничивание ферромагнетика сопровождается изменением его доменной структуры: движением границ раздела между доменами (доменных стенок) и вращением магнитных моментов внутри доменов в направлении внешнего поля. В результате этих процессов увеличивается объём доменов с ориентированной вдоль поля спонтанной намагниченностью (рис. 2, точка а.  $\vec{H}$  направленно вверх).

При достижении полем значения  $H_{max}$  намагниченность  $J$  достигает насыщения  $J_s$ , доменная структура исчезает. Можно считать, что в

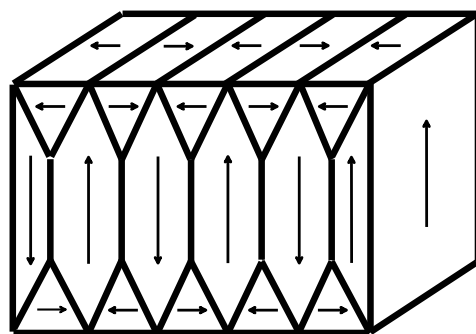


Рис. 3

этом поле все магнитное тело представляет собой один домен (рис. 2, точка б). Кривая (о,а,б) называется основной кривой намагничивания.

Кроме нелинейной зависимости  $J$  от  $H$ , для ферромагнетиков характерно явление гистерезиса. При изменении магнитного поля по циклу ( $+H_{max}$ ,  $O$ ,  $-H_{max}$ ,  $O$ ,  $+H_{max}$ ) намагниченность магнитного материала также будет изменяться по циклу (б,  $J_r$ , в,  $-J_r$ , б) (рис. 2). Зависимость  $J$  от  $H$  при таком циклическом перемагничивании называется петлёй гистерезиса магнитного материала. Как видно из рис. 2, при уменьшении внешнего магнитного поля до нуля намагниченность не обращается в нуль, а имеет значение  $J_r$ . Величина  $J_r$  называется остаточной намагниченностью ферромагнетика. Чтобы намагниченность ферромагнетика обратилась в ноль, его надо поместить в поле  $H_c$ , направленное противоположно полю, вызвавшему намагничивание. Напряжённость  $H_c$  называется коэрцитивной силой. Величины  $J_s$ ,  $J_r$  и  $H_c$  определяют форму петли гистерезиса.

У разных ферромагнетиков петля гистерезиса имеет разную форму. Ферромагнетики, у которых площадь петли не очень велика (коэрцитивная сила не превышает значения  $H \sim 1000 \text{ А/м}$ ), принято называть мягкими ферромагнетиками. Ферромагнетики с широкой петлёй гистерезиса (коэрцитивная сила находится в пределах  $5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^6 \text{ А/м}$ ) называют жёсткими или высококоэрцитивными ферромагнетиками. Первые используются, например, при изготовлении сердечников электромагнитов и трансформаторного железа, вторые – при производстве сильных постоянных магнитов.

Исследование спонтанной намагниченности ферромагнетиков показало, что она имеет спиновый характер, т.е. обусловлена собственными магнитными моментами электронов. При определённых условиях в кристаллах могут возникать силы, которые заставляют спиновые магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу. Эти силы называются обменными. Классическая физика не может объяснить их природу. Эти силы имеют короткодействующий характер. При нагревании ферромагнетика из-за хаотического теплового движения атомов спонтанная намагниченность уменьшается и при достижении определённой температуры (температуры Кюри) обращается в нуль. Выше этой температуры ферромагнетик превращается в парамагнетик. Что касается природы коэрцитивной силы, то для её объяснения привлекается несколько механизмов. В качестве примера назовём только один, обусловленный задержкой смещения границ между областями самопроизвольной намагниченности из-за взаимодействия их с дефектами кристаллической структуры – дислокациями.

Полное объяснение магнитных свойств изолированных атомов, молекул и макроскопических тел даёт только квантовая теория магнетизма, которая представляет собой следующее более точное приближение к реальной действительности, чем законы классической физики.

В табл. 1 приведены основные магнитные характеристики бариевых ферритов марки 28БА190.

Таблица 1.

Остаточная намагниченность, $J_r$ кА/м	310
Коэрцитивная сила, $H_{CJ}$ кА/м	190
Температура Кюри, $T_k$ °С	450

### § 3. Вывод рабочих формул.

Существование остаточной намагниченности делает возможным изготовление постоянных магнитов, т.е. тел, которые без затраты энергии на поддержание макроскопических токов обладают магнитным моментом и создают в окружающем их пространстве магнитное поле. Установим связь между величиной индукции магнитного поля  $B$  в точке, находящейся на некотором расстоянии  $x$  от магнита и величиной его магнитного момента  $M$ . Для этого рассмотрим тонкий диск радиуса  $R$ , толщиной  $d$ , намагниченный однородно до насыщения в направлении, перпендикулярном плоскости диска. Так как диск тонкий, то  $R \gg d$ . Оси элементарных атомных диполей при таком намагничивании окажутся ориентированными в том же направлении (рис. 4).

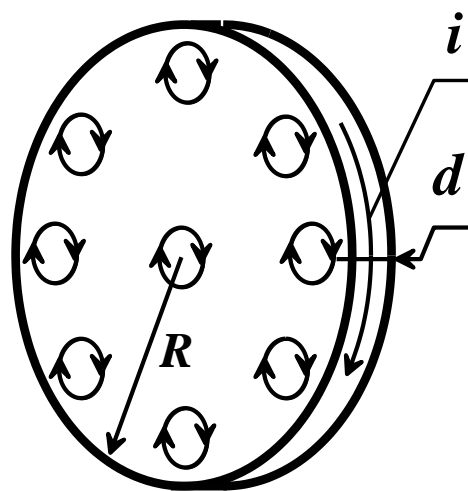


Рис. 4

Направления молекулярных токов обозначены на рис. 4 стрелками. В силу того, что диск намагничен до насыщения, все эти токи циркулируют в одном направлении. В любой точке внутри диска соседние токи текут в противоположных направлениях, так что они компенсируют друг друга.

Не скомпенсированными будут лишь участки токов, примыкающие к поверхности диска. Таким образом, суммарное действие молекулярных токов будет таким, какое вызвал бы макроскопический ток той же силы  $i$ , текущий по поверхности диска. Так как диск тонкий, то магнитное поле такого тока эквивалентно полю диполя. Для расчёта магнитного поля на оси диполя можно воспользоваться законом Био-Савара-Лапласа.

Согласно этому закону, магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма полей, создаваемых отдельными элементарными участками тока. На рис. 5 изображён круговой ток. Направление тока  $i$  указано стрелкой. На рис. 5 приняты следующие обозначения:  $R$  – радиус витка с током;  $x$  – расстояние от центра кругового тока до точки  $A$ , в которой вычисляется поле;  $i dl$  – элемент тока;  $r$  – расстояние от элемента тока до точки  $A$ ;  $\alpha$  – угол, который составляет вектор  $\vec{r}$  с осью витка;  $dB$  и  $dB_{\parallel}$  – индукция магнитного поля, создаваемая элементом тока в точке  $A$  и её проекция на ось витка, соответственно. Согласно закону Био-Савара-Лапласа

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{idl}{r^2} \quad (7)$$

так как угол между  $idl$  и  $\vec{r}$  прямой. Следовательно,

$$dB_{\parallel} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{idl}{r^2} \sin \alpha \quad (8)$$

Выразим неизвестные  $r$  и  $\alpha$  через заданные величины –  $R$  и  $x$ .

$$r^2 = R^2 + x^2, \quad (9)$$

$$\sin \alpha = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}}. \quad (10)$$

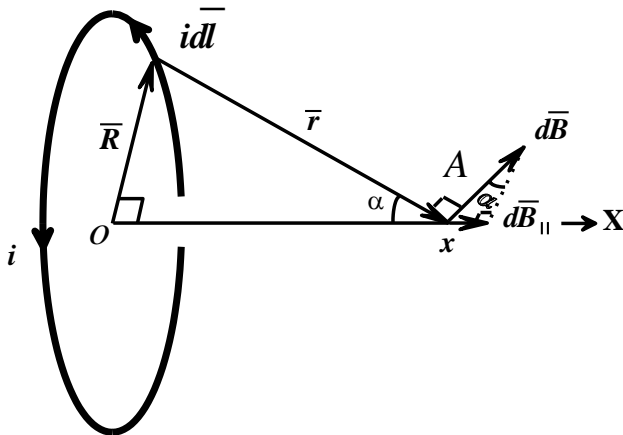


Рис. 5

После подстановки (9) и (10) в (8), получим

$$dB_{\parallel}(x) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{iRdl}{(R^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (11)$$

Поле всех элементов тока найдём интегрированием выражения (11) в пределах от 0 до  $2\pi R$

$$B_{\parallel}(x) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2i\pi R^2}{(R^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (12)$$

На расстояниях  $x \gg R$  величиной  $R^2$  в знаменателе можно пренебречь по сравнению с  $x^2$  и формула (12) принимает более простой вид

$$B_{\parallel}(x) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2iS}{x^3}, \quad (13)$$

где  $S = \pi R^2$  – площадь витка.

Произведение  $iS$  есть магнитный момент диполя или, в нашем случае, дипольный магнитный момент намагниченного кольца ( $M$ ). Таким образом, формулу (13) можно записать в виде

$$B_{\parallel}(x) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2M}{x^3} \quad (14)$$

Формулы (13) и (14) остаются справедливыми и для намагниченного кольца. В этом случае  $S$  представляет собой площадь поперечного сечения этого кольца,  $M$  – его магнитный момент. Как следует из формулы (14), индукция магнитного поля на оси кольца вдали от него обратно пропорциональна кубу расстояния до кольца.

В дальнейших расчётах нам понадобится выражение для магнитной индукции в центре витка с током. Соответствующее выражение легко получить из формулы (12), если положить в ней  $x=0$ . После небольших преобразований получаем

$$B_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi i}{R}. \quad (15)$$

$\vec{B}_0$  - направлено параллельно оси витка.



Теперь получим выражение для зависимости  $B$  от  $y$  в направлении, перпендикулярном оси витка. Для этого рассмотрим два проводящих контура, лежащих в одной плоскости и имеющих общий центр (рис. 6). Радиус малого контура равен  $r$ , большого –  $y$ . Радиусы  $r$  и  $y$  таковы, что  $y \gg r$ . Такие контуры называются индуктивно связанными, так как если в малом контуре течёт ток  $i$ , то он создаёт магнитный поток  $\Psi_y$  через поверхность, ограниченную большим контуром.

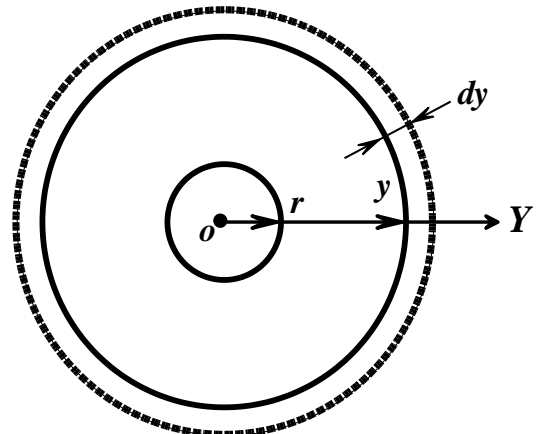


Рис. 6

$$\Psi_y = L_{yr} i \quad (16).$$

И наоборот. Ток  $i$ , текущий в большом контуре, создаёт магнитный поток  $\Psi_r$  через поверхность, ограниченную малым контуром.

$$\Psi_r = L_{ry} i \quad (17)$$

Напомним, что потоком вектора магнитной индукции  $\vec{B}$  через поверхность площади  $\vec{S}$  называется произведение

$$\Psi = \vec{B} \vec{S}. \quad (18)$$

Коэффициенты пропорциональности  $L_{yr}$  и  $L_{ry}$  называются взаимной индуктивностью контуров. Расчёт и опыт показывают, что в отсутствие ферромагнетиков эти коэффициенты равны друг другу.

$$L_{yr} = L_{ry} \quad (19)$$

Из равенства (19) следует, что равные токи создают в связанных контурах равные магнитные потоки

$$\Psi_y = \Psi_r. \quad (20)$$

Изменение магнитного потока в одном из контуров приводит к такому же изменению магнитного потока во втором.

$$d\Psi_y = d\Psi_r. \quad (21)$$

Воспользуемся формулой (18) и найдём  $d\Psi_y$  и  $d\Psi_r$  при малых изменениях  $dy$  радиуса большого контура.

Предположим, что в контуре малого радиуса течёт ток  $i$ , а ток в контуре большого радиуса отсутствует.

Индукцию магнитного поля  $B_{\perp}(y)$  на расстоянии  $y$  от центра малого контура при малых приращениях  $dy$  можно считать постоянной величиной (в силу условия  $y \gg r$ ). Следовательно, изменение потока  $d\Psi_y$  обусловлено простым увеличением площади большого контура

$$dS_y = 2\pi y dy. \quad (22)$$

$$d\Psi_y = B_{\perp}(y) dS_y = B_{\perp}(y) 2\pi y dy. \quad (23)$$

Теперь предположим, что ток той же силы  $i$  течёт в контуре большого радиуса, а в малом контуре ток отсутствует.

Так как радиус малого контура остаётся постоянным, то изменение магнитного потока через него при увеличении радиуса большого контура вызвано уменьшением индукции магнитного поля в центральной части, из-за удаления от неё токов, протекающих по большому контуру. Изменение магнитного потока через малый контур можно записать в виде

$$d\Phi_r = S_r dB, \quad (24)$$

где  $S_r$  есть площадь малого контура, а  $dB$  – изменение магнитной индукции в нём. Для вычисления  $dB$  воспользуемся формулой (15), заменив в ней  $R$  на  $y$ .

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} 2\pi i d\left(\frac{1}{y}\right). \quad (25)$$

После подстановки (25) в (24) и вычислений получим

$$d\Phi_r = \frac{\mu_0}{4\pi} S_r 2\pi i \left(-\frac{dy}{y^2}\right). \quad (26)$$

Согласно формуле (19),  $d\Phi_r = d\Phi_y$ . Приравняем (23) и (26).

$$B_{\perp}(y) 2\pi y dy = -\frac{\mu_0}{4\pi} S_r 2\pi i \frac{dy}{y^2}. \quad (27)$$

Из (27) следует, что индукция  $B_{\perp}$  магнитного поля, созданная током  $i$  малого контура в направлении, перпендикулярном его оси, равна

$$B_{\perp}(y) = -\frac{\mu_0}{4\pi} S_r i \frac{1}{y^3}. \quad (28)$$

Как отмечалось выше (стр. 8), магнитный момент  $S_r i$  макроскопического тока эквивалентен дипольному магнитному моменту  $M$  кольца из магнитного материала, намагниченному однородно до насыщения.

Таким образом,

$$B_{\perp}(y) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M}{y^3}. \quad (29)$$

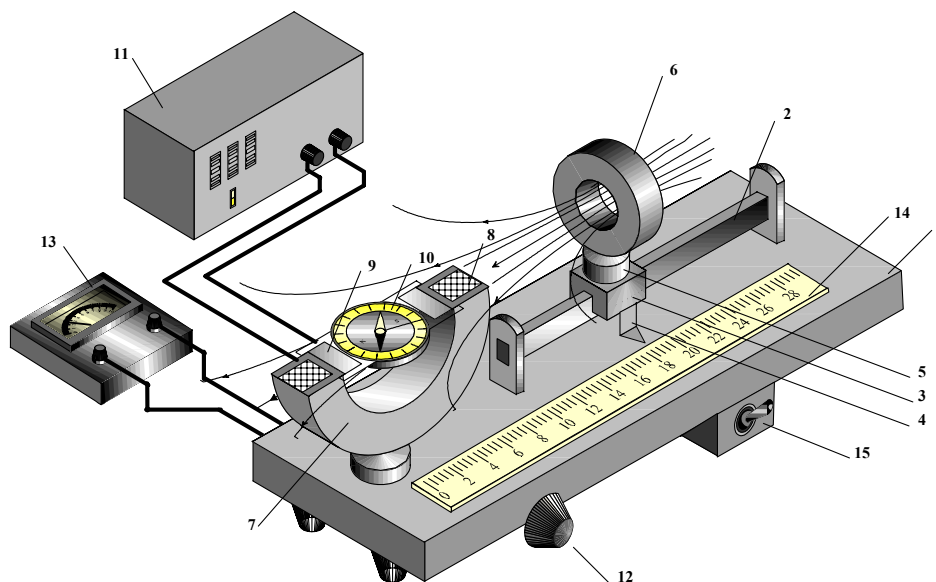
Знак минус в формуле (29) означает, что в указанном направлении магнитное

1. $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Вс/Ам}$	- магнитная постоянная;
2. $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Ам}^2$	- магнетон Бора;
3. $\vec{M} = i\vec{S} \text{ Ам}^2$	- вектор магнитного момента кругового тока
4. $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i\vec{S}}{r^3} \text{ Вc/м}^2$	- вектор индукции магнитного поля. Единица магнитной индукции – Тесла (Тл);
5. $\vec{J} = \frac{\vec{M}}{V} \text{ А/м}$	- вектор намагниченности магнетика;
6. $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \text{ А/м}$	- вектор напряжённости магнитного поля;
7. $\Psi = \vec{B}\vec{S} \text{ Вc}$	- магнитный поток. Единица магнитного потока – Вебер (Вб);
8. $L_{12} = \frac{\Psi}{i} \text{ Вc/А}$	- коэффициент взаимной индуктивности контуров 1 и 2. Единица измерения – Генри (Гн);
9. $\chi = \frac{\vec{J}}{\vec{H}}$	- магнитная восприимчивость. Величина безразмерная.

выводам можно придти и более строгим путём, например, с использованием таких законов электромагнетизма, как закон Био-Савара-Лапласа и закон электромагнитной индукции Фарадея (см. теоретическое введение к задаче № 53).

### **§ 3. Описание установки и метода измерения индукции магнитного поля постоянного магнита**

Общий вид установки представлен на рис. 1. Установка состоит из основания (1), на котором находятся: неподвижная рейка (2), по которой может перемещаться ползунок (3) с указателем (4). На ползунке укреплен короткий



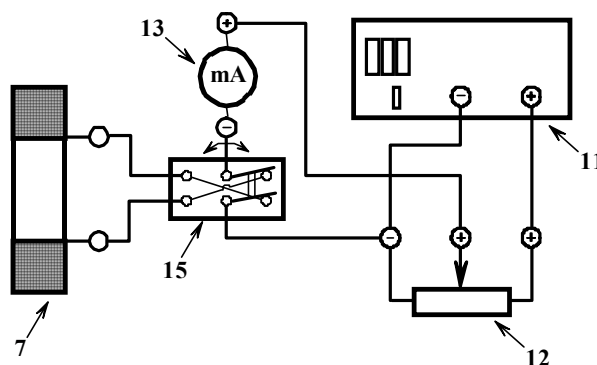
**Рис. 1**

круглый стержень, на который устанавливается магнит (6) с держателем (5). Магнит может свободно вращаться вокруг вертикальной оси. На держателе магнита и ползунке имеются метки для точной установки магнита в рабочее положение. Для предотвращения самопроизвольного вращения на держателе имеется стопорный винт.

У левого края основания располагается неподвижный стержень, на который устанавливается держатель с тонкой измерительной катушкой (7). Так же, как и магнит, катушка может свободно вращаться вокруг вертикальной оси.

В рабочее положение катушка устанавливается по меткам на стержне и держателе. Стопорный винт на держателе фиксирует её в рабочем положении.

Для того чтобы более наглядно изобразить детали установки, помещаемые внутрь катушки, на рис. 1 катушка изображена в разрезе. Прямой штриховкой отмечена её обмотка (8). Внутри катушки находится съёмный блок, состоящий из пластинки (9) и соединённого с ней компаса (10). Геометрические центры катушки и кольцевого магнита находятся на одной высоте. Стрелка компаса располагается в центре катушки. Рабочее напряжение на катушку подаётся от выпрямителя (11). Линейка (14) предназначена для измерения расстояния между центрами катушки и кольцевого магнита.



**Рис. 2**

Электрическая схема питания катушки представлена на рис. 2. Величина тока регулируется потенциометром (12) и измеряется миллиамперметром (13). Переключатель (15) служит для изменения направления тока через измерительную катушку (7).

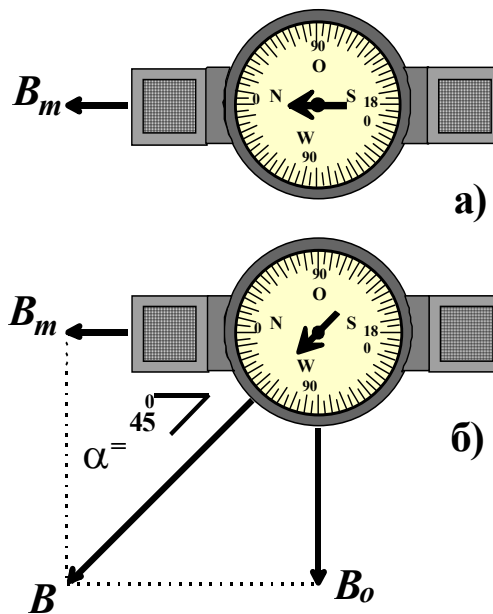
Узел, состоящий из катушки (7) и компаса (10) служит для измерения вектора магнитной индукции постоянного магнита  $\vec{B}_m$ .

Идея метода измерения  $\vec{B}_m$  такова. Если измерительную катушку установить таким образом, чтобы ось сорентированной полем магнита магнитной стрелки оказалась бы в плоскости катушки, то при определённом значении тока через катушку индукция  $B_m$  поля магнита в месте нахождения стрелки окажется равной индукции  $B_0$  в центре катушки с током. Равенство  $B_m=B_0$  наступит в тот момент, когда магнитное поле катушки отклонит стрелку от её первоначального направления на  $45^\circ$ . Рис. 3 иллюстрирует сказанное. На рис. 3 а представлено положение стрелки компаса до включения тока через

катушку, а на рис. 3 б изображено положение стрелки в момент отклонения её магнитным полем катушки на  $45^\circ$  от первоначального направления. Как видно из рисунка, в этом случае  $B_m = B_0$ .  $B_0$  можно вычислить по формуле для индукции магнитного поля в центре тонкой катушки. Следовательно,

$$B_m = B_0 = \mu_0 \frac{Ni}{2R}, \quad (8),$$

где  $N$  – число витков катушки;  $i$  – величина тока в катушке;  $R$  – средний радиус катушки. Направление вектора  $\vec{B}_m$  указывает северный конец стрелки компаса.



**Рис. 3**

#### **§ 4. Проведение измерений**

Из строки 4 таблицы 1 следует, что остаточный магнитный момент бариевого феррита можно вычислить по формуле

$$M_r = \frac{2\pi}{\mu_0} B_{\parallel} x^3 \quad (9)$$

При проведении вычислений формулу (9) целесообразно преобразовать.

Для этого подставим в (9) значение  $B_{\parallel} = B_0 = \mu_0 \cdot \frac{N \cdot i_{\parallel}}{2R}$  (см. формулу (8)). После преобразований получим формулу удобную для вычислений:

$$M_r = \frac{\pi \cdot N}{R} \cdot x^3 \cdot i_{\parallel} \quad (10).$$

Остаточную намагниченность можно вычислить по формуле (3):

$$J_r = \frac{M_r}{V}$$

Все измерения можно объединить в два упражнения. В первом упражнении измеряется магнитная индукция окружающего поля ( $B_{on}$ ), во втором – значения индукции магнитного поля диполя  $B_{||}$  (бариевого феррита) в направлении его оси.

### **Упражнение 1.**

#### **Измерение магнитной индукции окружающего магнитного поля**

1. Приступая к измерениям, получите у лаборанта следующие приборы: компас, измерительную катушку, постоянный магнит. Номера получаемых приборов должны соответствовать номеру установки.
2. Установите измерительную катушку (7) на основание установки (см. рис. 1), поместите внутрь этой катушки компас (10) и подсоедините к ней провода от источника питания (полярность не имеет значения).
3. Если провода, идущие к источнику питания (11) и измерительному прибору (13) не подсоединены, присоедините их с учётом полярности: красный провод - к клемме плюс, чёрный – к клемме минус. Установите выходное напряжение источника (11) равным 0,3 В. Выберите предел измерения прибора (13) равным 7,5 мА, множитель 2 (на установке № 1 предел измерения 15 мА).
4. Прежде чем приступить к измерениям, перенесите постоянный магнит (6) на середину стола в центре комнаты. Далее, перемещая руки вблизи компаса, убедитесь, что часы, браслеты и т.д. на руках не оказывают влияния на магнитную стрелку компаса. Предметы, влияющие на стрелку, следует удалить. Убедитесь также в том, что постоянный магнит соседней установки находится либо в рабочем положении на основании установки, либо на столе в центре комнаты.
5. Сорентируйте корпус компаса (10) внутри катушки (7) таким образом, чтобы воображаемая прямая, соединяющая метки  $N$  и  $S$  шкалы компаса, лежала в плоскости катушки (7). Для этого: установите катушку так, чтобы её плоскость располагалась перпендикулярно большой стороне основания (1) (провода питания её слева от Вас), корпус компаса поверните так,

чтобы метка N находилась бы ближе к Вам, приблизительно в центре катушки. Далее для окончательной установки компаса, необходимо, рассматривая компас и катушку сверху, найти такое положение головы, чтобы боковая плоскость катушки (например, правая) выродилась в прямую линию. После этого поверните корпус компаса так, чтобы красные параллельные линии на доньшке компаса оказались бы параллельными этой линии.

*Такую установку компаса необходимо сохранить на протяжении всех измерений.*

6. Для измерения магнитной индукции  $B_{on}$  окружающего поля необходимо правильно установить измерительную катушку (7). Для этого разверните её так, чтобы метка N совпала с северным концом стрелки компаса. Включите источник питания (11) и, регулируя ток через катушку потенциометром (12), установите стрелку компаса вдоль одной из линий перекрестия на верхней прозрачной крышке компаса. С помощью переключателя (15) измените направление тока в измерительной катушке. Если катушка установлена правильно, то стрелка компаса установится вдоль другой линии перекрестия. Такое поведение стрелки соответствует отклонению её от направления  $B_{on}$  на углы  $\pm 45^\circ$ . Если этого не произойдёт, то путём поворота катушки (не нарушайте при этом установку компаса внутри катушки) добейтесь того, чтобы при изменении направления тока в катушке стрелка компаса всякий раз располагалась бы вдоль одной из линий перекрестия. Запишите в тетрадь показания прибора (13) в миллиамперах (ток  $i_{on}$ ), уменьшите потенциометром (10) ток через катушку до нуля и выключите источник питания (11).

При составлении отчёта по упражнению 1 рассчитайте по формуле (8) индукцию окружающего магнитного поля  $B_{on}$

$$B_{on} = \frac{\mu_0 N i_{on}}{2R},$$

где  $i$  – измеренное значение тока через катушку;  $N = 400$  – число витков в катушке;  $R = 35$  мм – средний радиус катушки.

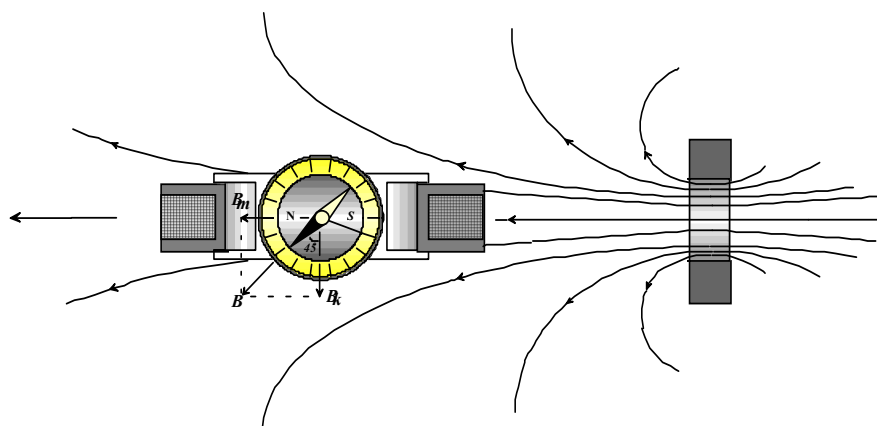
После подстановки в формулу (8) значений  $\mu_0$ ,  $N$  и  $R$  получим формулу, удобную для вычислений

$$B_{on} = 7,18 \cdot 10^{-6} i_{on} \text{ [Тл]} \quad (11)$$

В формулу (11) ток  $i_{on}$  надо подставлять в миллиамперах.

### **Упражнение 2.** **Измерение индукции магнитного поля диполя** **в направлении его оси**

1. На ползунок (3) ( рис. 7) установите постоянный магнит. Разверните магнит так, чтобы плоскость кольца была перпендикулярна большой стороне основания (1), а его магнитное поле было направлено справа налево



**Рис. 4**

(см. рис. 1 и рис. 4). С этой целью воспользуйтесь метками на держателе магнита и ползунке. С помощью стопорного винта зафиксируйте магнит в этом положении. Установите ползунок с магнитом на отметку 14 см.

2. Установите выходное напряжение источника питания (11) равным 2,3 В, а предел измерения прибора (13) выберете равным 75 мА, множитель 2 (на установке 1 предел измерений 150 мА).
3. Для измерения индукции  $B_{\parallel}$  необходимо правильно установить измерительную катушку (7). Для этого разверните её так, чтобы метка  $N$  на



шкале совпала с северным концом стрелки компаса. Включите источник питания (11) и, регулируя ток через катушку потенциометром (12), установите стрелку компаса вдоль одной из линий перекрестия. С помощью переключателя (15) измените направление тока в измерительной катушке. Если катушка установлена правильно, то стрелка компаса установится вдоль другой линии перекрестия. Если этого не произойдёт, то путём поворота катушки (не нарушайте при этом установку компаса внутри катушки) добейтесь того, чтобы при изменении направления тока в катушке стрелка компаса всякий раз располагалась бы вдоль одной из линий перекрестия. С помощью стопорного винта зафиксируйте катушку в этом положении. Запишите в таблицу 2 значение тока  $i_{\parallel}'$  в миллиамперах и положение ползунка  $x$  в сантиметрах.

4. Упираясь большим пальцем в ползунок, переместите его на отметку 15 см. При таком способе перемещения ползунка удаётся избежать смещения его в поперечном направлении. С помощью потенциометра (12) вновь установите

Таблица 2

№	$x$ , см	$i_{\parallel}'$ , мА	$i_{\parallel}' + \Delta i_{\parallel}$ , мА	$M_r$ , А м <sup>2</sup>
1	14			
2	15			
3	16			
4	17			
5	18			
6	19			
7	20			
8	21			
9	22			
10	23			

стрелку компаса на одну из линий перекрестия. Убедитесь в том, что при изменении направления тока в катушке стрелка по-прежнему устанавливается вдоль линий перекрестия (небольшие отклонения от симметричного расположения в конце шкалы допускаются). Результаты измерения запишите в

таблицу 2. Аналогичные измерения выполните и в остальных точках (см. таблицу 2).

5. Значения индукции  $B_{\parallel}'$ , вычисленные по токам  $i_{\parallel}'$ , содержат вклад от окружающего поля  $\Delta B_{\parallel}$ . Следовательно, индукция магнитного поля диполя  $B_{\parallel}$  равна

$$B_{\parallel} = B_{\parallel}' + \Delta B_{\parallel} \quad (12)$$

Для вычисления поправки  $\Delta B_{\parallel}$  необходимо измерить угол  $\alpha_l$  между векторами  $B_{\parallel}'$  и  $\vec{B}_{on}$ . На рис. 5 изображены постоянный магнит и вектора  $B_{\parallel}'$  и  $\vec{B}_{on}$ . Рис. 5а соответствует картине полей для установок № 1, 2, 3; рис. 5 б – для установки № 4. Как видно из рис. 5, поправка  $\Delta B_{\parallel}$  для всех установок положительна и равна

$$\Delta B_{\parallel} = B_{on} \cos \alpha_l \quad (13).$$

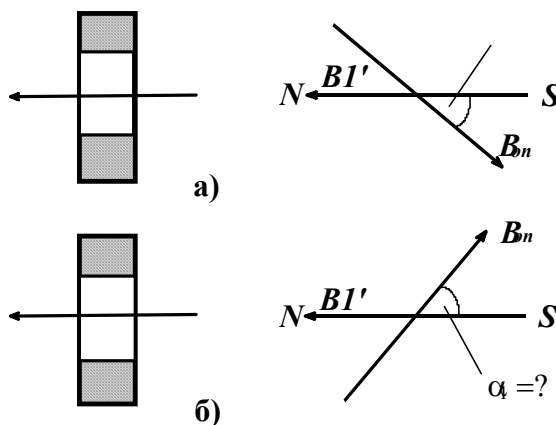
Для измерения угла  $\alpha_l$  ослабьте стопорный винт на держателе магнита, перенесите его на середину стола в центре комнаты и выключите источник питания (11). После этого стрелка компаса установится в направлении вектора  $\vec{B}_{on}$ . По шкале на корпусе компаса, которая проградуирована в угловых градусах, найдите угол  $\alpha_l$  между воображаемой линией  $NS$  и стрелкой (см. рис. 5) Результаты измерения угла  $\alpha_l$  запишите в тетрадь.

Как следует из формул (9), (10) учет влияния окружающего поля на результаты измерений сводится к расчету поправок  $\Delta i_{\parallel}$

$$\Delta i_{\parallel} = i_{on} \cos \alpha_l \quad (14)$$

и вычислению токов

$$i_{\parallel} = i_{\parallel}' + \Delta i_{\parallel} \quad (15).$$



**Рис. 5**

Расчет поправок  $\Delta i_{\parallel}$  и токов  $i_{\parallel} = i'_{\parallel} + \Delta i_{\parallel}$  проведите для всех значений  $x$ .

Результаты занесите в таблицу 2.

### **§ 5. Расчёта магнитного момента $M_r$ и остаточной намагниченности $J_r$**

Расчет магнитного момента  $M_r$  выполните по формуле (10)

$$M_r = \frac{\pi N}{R} x^3 i_{\parallel},$$

где  $i_{\parallel} = i'_{\parallel} + \Delta i_{\parallel}$ ;  $N = 400$ ;  $R = 35$  мм.

После подстановки в формулу (10) констант  $\pi$ ,  $N$ ,  $R$  имеем

$$M_r = 3,59 \cdot 10^{-5} x^3 i_{\parallel} \quad (16).$$

Значения  $x$  и  $i_{\parallel}$  подставляйте в формулу (16) в сантиметрах и миллиамперах, соответственно.

Рассчитайте  $M_r$  для всех значений  $x$  и запишите результаты вычислений в таблицу 2. Вычислите среднее значение  $M_r$  и оцените абсолютную и относительную погрешности измерений.

Остаточную намагниченность  $J_r$  рассчитайте по формуле (3). Для вычисления  $V$  используйте следующие данные о размерах ферритового кольца: наружный диаметр равен 56,6 мм; внутренний – 20,5 мм; толщина кольца  $h = 11,7$  мм.

При отчёте представьте заполненную таблицу 2, значения  $B_{on}$ ,  $M_r$ , и  $J_r$