

## ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Методические указания к лабораторной работе Э-8 по курсу общей физики

Издательство МГТУ, 1992

В методических указаниях рассмотрены магнитные свойства вещества, даны рекомендации по исследованию гистерезиса ферромагнетиков с помощью осциллографа и баллистического гальванометра (метод Столетова). Для студентов 1-го и 2-го курсов.

Цель работы - изучение магнитных свойств вещества, исследование процесса намагничивания ферромагнетиков с помощью осциллографа и баллистического гальванометра (метод Столетова).

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Все вещества в природе обладают магнитными свойствами, т.е. определенным образом реагируют на внешнее магнитное поле. Главным из этих свойств является их намагничивание. Намагничиванием называется явление возникновения в веществе объемного макроскопического магнитного момента. Вещества, способные намагничиваться, называются магнетиками. Большинство веществ при внесении во внешнее магнитное поле намагничивается слабо. Только ферромагнетики являются сильномагнитными материалами.

Как всякое макроскопическое явление, намагничивание имеет свою микроскопическую природу. Существуют различные механизмы намагничивания. В каждом случае намагниченность обусловлена магнитными моментами молекул вещества, которые складываются:

- 1) из электронных орбитальных моментов  $\vec{p}_0$ ;
- 2) из электронных спиновых (собственных) моментов  $\vec{p}_S$ ;
- 3) из ядерных моментов  $\vec{p}$ .

Электронным орбитальным магнитным моментом  $\vec{p}_0$  обладает электрон, движущийся во-

круг ядра атома (рис. 1 - простейшая модель атома Бора). Такой электрон подобен круговому току  $I = ev$ , имеющему магнитный момент

$$\vec{p}_0 = IS\vec{n} = ev\pi r^2 \vec{n}$$

где  $e$  - заряд электрона;  $v$  - частота вращения;  $S$  и  $r$  - площадь и радиус круговой орбиты соответственно;  $\vec{n}$  - единичная положительная нормаль к плоскости орбиты.

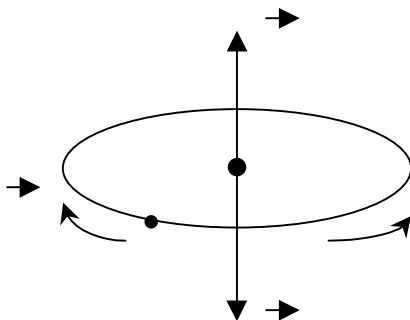
Вращающийся вокруг ядра электрон обладает моментом количества движения

$$L_0 = m v r = 2\pi m v r^2$$

где  $m$  - масса электрона.

В соответствии с постулатом Бора, значение момента,

должно быть кратным  $\hbar$  ( $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с - приведенная постоянная Планка), т.е.  $2\pi m v r^2 = n\hbar$  где  $n$  - целое число ( $n=1,2,3,\dots$ ).



Отсюда имеем

$$\pi r^2 v = n\hbar / (2m).$$

Поэтому для магнитного орбитального момента электрона можно записать

$$\vec{p}_0 = \frac{en\hbar}{2m} \vec{n}$$

Наименьшее возможное значение магнитного орбитального момента атома с одним электроном будет при  $n = 1$  (электрон движется по первой орбите). Этот элементарный магнитный момент называется магнетон Бора  $\mu_B$  ( $\mu_B \approx 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ )

Таким образом, абсолютное значение орбитального магнитного момента  $p_0$  зависит от состояния электрона в атоме и имеет порядок значения магнетона Бора  $\mu_B$ . Магнетон Бора  $\mu_B$  - принятая в атомной физике единица измерения магнитных моментов.

Электрон также обладает собственным механическим моментом -спином  $\vec{L}_S$  и связанным с ним собственным (спиновым) магнитным моментом  $\vec{p}_S$ , являющимися такими же неотъемлемыми свойствами электрона, как его масса и электрический заряд. Собственный магнитный момент  $\vec{p}_S$  имеет квантовую природу, по значению он равен  $\mu_B$ .

Так как ядерный магнитный момент  $\vec{p}_S$ , присущий атомному ядру, либо очень мал, либо равен нулю, можно считать, что магнитный момент молекулы

$$\vec{p}_{\text{мол}} = \sum \vec{p}_0 + \sum \vec{p}_S$$

где суммирование берется по всем электронам молекулы. Каждому магнитному моменту молекулы соответствует элементарный круговой (молекулярный) ток, создающий в окружающем пространстве магнитное поле. У большинства магнетиков в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты молекул из-за хаотической ориентировки, обусловленной тепловым движением, компенсируют друг друга. Молекулярные токи тоже беспорядочно ориентированы, поэтому обусловленное ими результирующее магнитное поле равно нулю: вещество не намагничено. (Это относится и к тем магнетикам, молекулы которых при отсутствии внешнего магнитного поля не имеют магнитных моментов.)

При наличии внешнего магнитного поля  $\vec{B}_0$  магнитные моменты молекул приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, и вещество намагничивается. Иначе говоря, в этом случае магнитные поля отдельных молекулярных токов уже не компенсируют одно другое и возникает поле  $\vec{B}'$ , которое накладывается на поле  $\vec{B}_0$ . В результате магнитное поле в веществе представляется в виде суммы:

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

Здесь под  $\vec{B}_0$  и  $\vec{B}'$  подразумеваются макроскопические поля, усредненные по физически бесконечно малому объему.

Степень намагничивания вещества характеризуется величиной, называемой намагниченностью  $\vec{j}$ . Намагниченность  $\vec{j}$  - векторная величина, равная магнитному моменту единицы объема вещества:

$$\vec{j} = \frac{1}{\Delta V} \sum \vec{p}_{\text{мол}} \quad (2)$$

где  $\vec{p}_{\text{мол}}$  - магнитный момент отдельной молекулы;  $\Delta V$  - физически бесконечно малый объем в окрестности данной точки.

Суммирование берется по всем молекулам в объеме  $\Delta V$ . В СИ намагниченность измеряется в амперах на метр (А/м).

Намагниченность  $\vec{j}$  принято связывать не с магнитной индукцией  $\vec{B}$ , а с напряженностью  $\vec{H}$ .

Полагают, что в каждой точке магнетика

$$\vec{J} = \chi \vec{H} \quad (3)$$

где  $\chi$  - магнитная восприимчивость вещества.

Влияние вещества на магнитное поле характеризуется также магнитной проницаемостью  $\mu$ , которая показывает, во сколько раз магнитное поле в веществе  $B$  меняется по отношению к магнитному полю в вакууме  $B_0$ :

$$\mu = B/B_0 = \mu_0 (H + J)/B_0, \quad (4)$$

где  $\mu_0$  - магнитная постоянная, равная  $4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м.

Безразмерные величины  $\chi$  и  $\mu$  связаны между собой соотношением

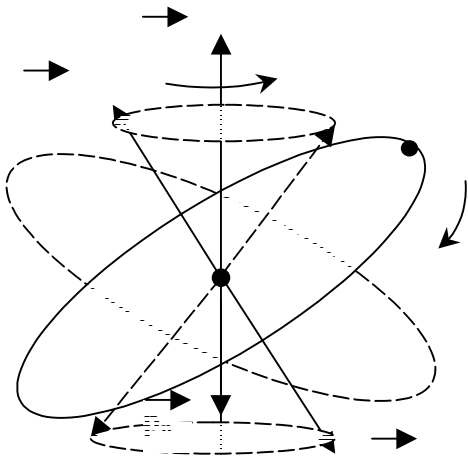
$$\mu = 1 + \chi \quad (5)$$

В зависимости от знака магнитной восприимчивости  $\chi$  и значения магнитной проницаемости  $\mu$  все вещества делятся на три группы:

- 1) диамагнетики  $\chi < 0$ ;  $1 - \mu = 10^{-6} \dots 10^{-8}$ ;
- 2) парамагнетики  $\chi > 0$ ;  $\mu - 1 = 10^{-4} \dots 10^{-7}$ ;
- 3) ферромагнетики  $\chi > 0$ ;  $\mu \approx 10^3 \dots 10^6$ .

К диамагнетикам относятся вещества, молекулы которых не обладают магнитными моментами ( $\vec{p}_{\text{мол}} = 0$ ), т.е. в отсутствие внешнего магнитного поля орбитальные  $\sum \vec{p}_o$  и спиновые  $\sum \vec{p}_s$  моменты электронов взаимно скомпенсированы. При внесении диамагнетика во внешнее поле он намагничивается против поля ( $\vec{J} \uparrow \downarrow \vec{B}_0$ ), что объясняется явлением, получившим название "ларморова прецессия электронных орбит".

Наличие у электрона, вращающегося вокруг ядра, механического момента количества движения  $\vec{L}_o = [\vec{r}, m\vec{v}]$  делает его подобным волчку. Действительно, во внешнем магнитном поле  $\vec{B}_o$  на орбиту электрона, как на замкнутый контур с током, действует вращающий момент  $\vec{M} = [\vec{p}_o, \vec{B}_o]$ . Под действием этого момента электрон вместе с орбитой, подобно



механическому волчку, будет совершать прецессию, т.е. получит дополнительное равномерное вращение, при котором векторы  $\vec{p}_o$  и  $\vec{L}_o$ , имеющие всегда противоположные направления, будут описывать с постоянной угловой скоростью  $\omega_L = eB_0/2m$  конус вокруг направления поля  $\vec{B}_o$  (рис. 2).

Частота  $\omega_L$  называется ларморовой частотой.

Обусловленное прецессией дополнительное замкнутое круговое движение электрона приводит к появлению у него индуцированного (наведенного) магнитного момента прецессии  $\vec{p}_n$ , направленного всегда против поля  $\vec{B}_o$ . Поэтому у диамагнетиков намагниченность  $\vec{J}$  всегда направлена против вектора  $\vec{B}_o$ , а магнитная восприимчивость  $\chi$  - отрицательная величина, не зависящая от температуры.

Диамагнетиками являются инертные газы, водород, кремний, фосфор, золото и др.

Поскольку орбитальное движение электронов присуще всем атомам и молекулам, ларморова прецессия возникает у всех веществ, находящихся во внешних магнитных полях в этом смысле диамагнетизм универсален. Диамагнитный эффект может быть обнаружен лишь в том случае, если он не подавляется более сильным парамагнитным эффектом.

К парамагнетикам относятся вещества, атомы и молекулы, которых в отсутствие внешнего магнитного поля имеют отличные от нуля магнитные моменты. Классическая теория парамагнетизма была создана П. Ланжевеном (1905).

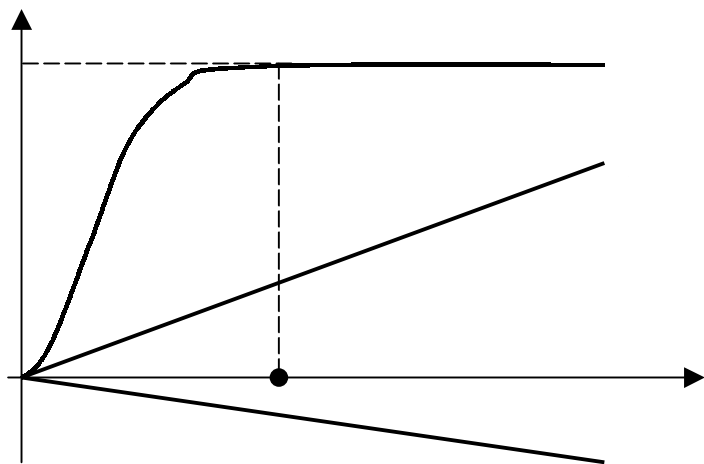
Вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы в пространстве хаотично, и в целом парамагнетик ненамагничен. Во внешнем поле  $\vec{B}_0$  на каждую молекулу действует вращающий момент  $\vec{M} = [\vec{p}_0, \vec{B}_0]$ , стремящийся установить магнитные моменты молекул вдоль поля, что приводит к намагничиванию парамагнетика. В этом случае намагниченность  $\vec{J}$  совпадает с вектором  $\vec{B}_0$  по направлению, соответственно величина  $\chi$  - положительная.

С увеличением температуры  $T$  возрастает хаотичность направлений магнитных моментов молекул, а следовательно, уменьшается намагниченность парамагнетика.

Парамагнитными свойствами обладают вещества, атомы и молекулы которых имеют нечетное число электронов, так как в этом случае полный магнитный момент системы не может быть равен нулю (например щелочные металлы, алюминий). Исключением из этого правила являются медь, серебро и другие элементы. У них парамагнитный эффект слабее диамагнитного. Также парамагнетиками являются вещества, атомы и ионы которых имеют незаполненную внутреннюю оболочку (марганец, хром, платина, редкоземельные элементы).

К ферромагнетикам, являющимся сильномагнитными веществами, относятся кристаллические вещества, обладающие спонтанной намагниченностью в очень малых объемах ( $\approx 10^{-18} \text{ м}^3$ ). Ферромагнетиками являются железо, никель, кобальт, гадолиний, некоторые сплавы и химические соединения.

Важнейшей особенностью ферромагнетиков является нелинейная зависимость намагниченности  $J$  или магнитной индукции  $B$  от напряженности

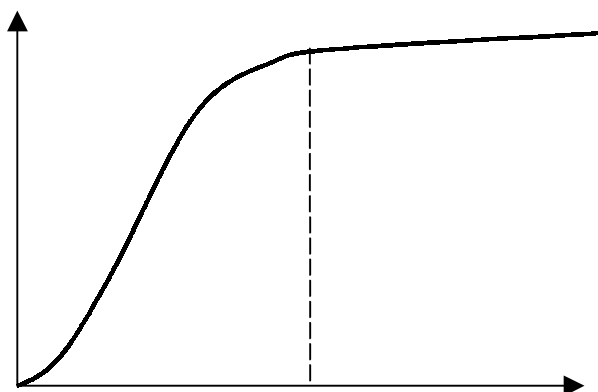


внешнего магнитного поля  $H$ , впервые исследованная для железа А.Г. Столетовым (1839-1896). На рис.5 приведена основная кривая намагничивания (намагничивания) для ферромагнетика (кривая 1) и для сравнения - соответствующие зависимости для парамагнетика (кривая 2) и диамагнетика (кривая 3).

В слабых полях намагниченность  $J$  у ферромагнетиков растет быстрее, чем по линейному закону, и при некотором значении напряженности достигает насыщения:  $J = J_{\text{НАС}} = \text{const}$ .

Магнитная индукция  $B = \mu_0(H + J)$  также растет с увеличением  $H$ , а после достижения состояния насыщения меняется с увеличением  $H$  по линейному закону (рис. 4):

$$B = \mu_0 H + \text{const}.$$



У ферромагнетиков имеет место магнитный гистерезис, представляющий собой зависимость намагниченности от предшествующего состояния ферромагнетика.

Пусть первоначально ненамагниченный ферромагнетик намагничивается при увеличении напряженности поля от нуля до некоторого значения  $H_1$  (кривая 01 на рис. 5а). Если затем уменьшать напряженность  $H$  от  $H_1$  до  $-H_1$ , то кривая намагничивания  $B=f(H)$  пойдет не по начальному пути 0-1, а выше, по пути 1-2-3-4. При изменении  $H$  в обратном направлении, от  $-H_1$  до  $+H_1$ , кривая намагничивания пройдет ниже,

по пути 4-5-6-1. Получившаяся замкнутая кривая называется петлей гистерезиса. Если в точках 1 и 4 достигается насыщение, то получается максимальная петля гистерезиса. Если же при выбранных значениях  $H$  насыщения нет, то получаемая в этом случае петля гистерезиса называется частным циклом. Частных циклов существует бесконечное множество, и все они лежат внутри максимальной петли гистерезиса (рис. 5,б), а максимумы значений  $B$  и  $H$  (или  $J$  и  $H$ ) частных циклов всегда лежат на основной кривой намагничивания (кривая ОА).

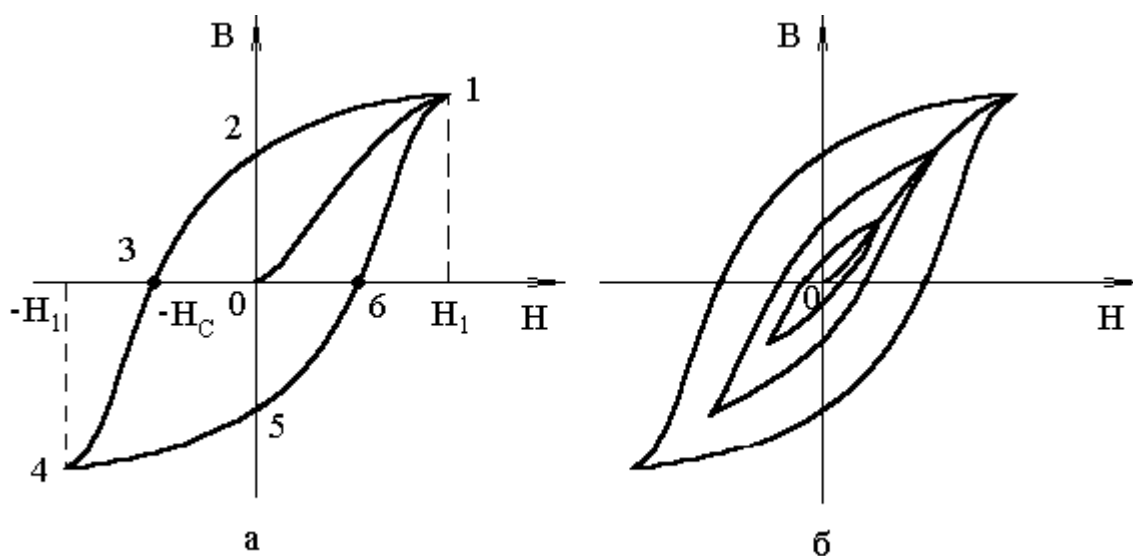
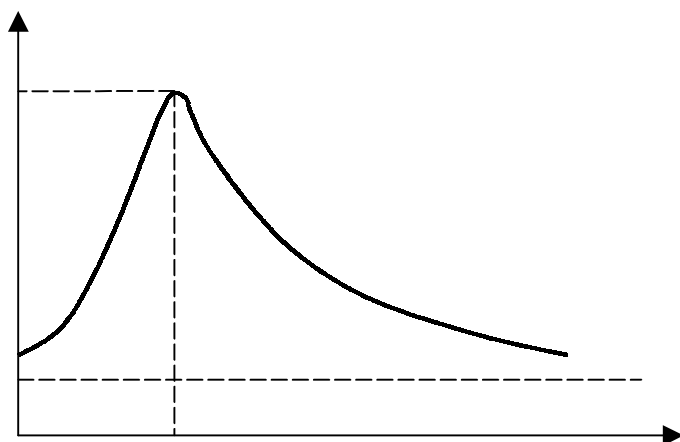


Рис. 5

Из рис. 5,а видно, что при  $H=0$  намагничивание не исчезает (точка 2) и характеризуется величиной  $B_{ост}$ , называемой остаточной индукцией. Ей соответствует остаточная намагниченность  $J_{ост}$ . С наличием остаточного намагничивания связано существование постоянных магнитов.

Для того чтобы полностью размагнитить вещество, к нему необходимо приложить противоположное по знаку поле с напряженностью  $-H_c$  (точка 3). Величина  $H_c$  называется коэрцитивной силой. Значения  $B_{ост}$  и  $H_c$  для разных ферромагнетиков меняются в широких пределах. Для изготовления постоянных магнитов используются так называемые жесткие ферромагнетики, имеющие широкую петлю гистерезиса и большое значение  $H_c$  (например, для сплава алнико



магнетики, имеющие широкую петлю гистерезиса и большое значение  $H_c$  (например, для сплава алнико ( $H_c = 50$  тыс. А/м,  $B_{ост} = 0,9$  Тл). Для сердечника трансформатора применяются мягкие ферромагнетики: у них узкая петля гистерезиса и значение  $H_c$  мало (так, у супермаллоя  $H_c = 0,16$  А/м). Для мягких ферромагнетиков условно  $H_c < 100$  А/м. Нелинейная зависимость  $B=f(H)$  показывает, что и магнитная, проницаемость  $\mu$  не является постоянной величиной, а зависит от напряженности поля  $H$  (рис. 6) и может достигать очень

больших значений (так, для супермаллоя  $\mu_{max} = 8 \cdot 10^5$ ).

Намагниченность ферромагнетика сильно зависит от температуры. С увеличением температуры намагниченность уменьшается и при достижении некоторой температуры  $T_K$ , называемой точкой Кюри, ферромагнетик теряет свои свойства и ведет себя как обычный парамагнетик. При температуре выше  $T_K$  его магнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри - Вайсса:

$$\chi = C / (T - T_K), \quad (6)$$

где  $C$  - постоянная Кюри, зависящая от рода ферромагнетика.

При охлаждении ферромагнетика ниже точки Кюри его свойства восстанавливаются. Объяснение намагничивания ферромагнетиков и их свойств дает квантово-механическая теория. Опыты с ферромагнетиками, проведенные А. Эйнштейном и О. де Гаазом (1915), А.Ф. Иоффе и И.Л. Капицей (1917), Я.И. Френкелем и В. Гейзенбергом (1928), позволили установить, что ответственными за магнитные свойства являются спиновые (собственные) магнитные моменты электронов.

Атомы элементов с ферромагнитными свойствами принадлежат к числу переходных, имеющих недостроенные  $d$ - или  $f$ -оболочки (оболочка - совокупность атомов с одинаковыми главным  $n$  и азимутальным  $l$  квантовыми числами) Поэтому принцип Паули не препятствует параллельной ориентации спинов  $f$ - или  $d$ -электронов. Например, у атома железа в незаполненной электронной  $d$ - оболочке имеется шесть электронов. Исследование его спектра позволило установить, что эти шесть электронов можно разбить на две группы: пять из них имеют одинаковые направления спиновых магнитных моментов, а один - противоположное.

В результате спиновый магнитный момент атома железа  $P_S^{At} = 4\mu_B$ .

При образовании кристалла железа-26 в результате сильного обменного взаимодействия эти магнитные моменты  $P_S^{At}$  устанавливаются параллельно один другому, что приводит к созданию внутри ферромагнетика областей, спонтанно намагниченных до насыщения. Данные области называются доменами. Размеры их очень малы (1...100 мкм). В отсутствие внешнего поля магнитные моменты различных доменов ориентированы беспорядочно и в целом ферромагнетик ненамагничен.

Доменная структура ферромагнетика удовлетворяет условию минимума энергии, т.е. обменная энергия (энергия обменного взаимодействия электронов) делает ферромагнитное состояние устойчивым.

Как показывает теория, обменная энергия зависит от отношения  $d_0/(2R)$  ( $d_0$  - параметр кристаллической решетки,  $R$  - радиус недостроенной электронной оболочки атома). Если

$$d_0/2R > 1,5, \quad (7)$$

то магнетик имеет доменную структуру, т.е. является ферромагнетиком, причем обменная энергия в этой случае положительна.

Например, у атома марганца в незаполненной оболочке имеется пять не скомпенсированных спиновых магнитных моментов, но условие (7) для него не выполняется, и марганец не является ферромагнетиком. В то же время некоторые сплавы, содержащие **Mn** относятся к ферромагнетикам. Так, сплав Гейслера ( $Cu_2MnAl$ ), содержащий неферромагнитные материалы, является ферромагнетиком: у него период решетки  $d_0$  из-за присутствия Cu и Al возрастает и для него соотношение (7) выполняется.

Согласно квантовой теории, все основные свойства ферромагнетиков обусловлены доменной структурой их кристаллов. При наличии слабого внешнего магнитного поля домены, ориентированные по полю, растут за счет доменов с другой ориентацией магнитных моментов, т.е. происходит смещение границ доменов. Этот процесс носит обратимый характер. В сильных магнитных полях происходит одновременная переориентация магнитных моментов в пределах всего домена. Этот процесс уже необратим и является причиной гистерезиса и остаточного намагничивания.

Доменная структура позволяет также объяснить зависимость намагничивания ферромагнетиков от температуры. Действительно, при нагревании ферромагнетика до температуры, равной точке Кюри  $T_k$  и выше, он теряет свои свойства, так как сильное тепловое движение атомов и молекул разрушает домены и ферромагнетик превращается в парамагнетик. Этот процесс обратим.

В зависимости от структуры кристалла обменные силы могут вызывать не только параллельную, но и антипараллельную ориентацию спинов взаимодействующих электронов. В последнем случае выражение (7) принимает вид  $d_0/(2R) < 1,5$ , и при этом обменная энергия уже отрицательна. Такое состояние является антиферромагнитным, и кристалл в целом не обладает магнитным моментом. К антиферромагнетикам относятся некоторые соединения марганца ( $MnO$ ,  $MnFe$ ), железа ( $FeO$ ,  $FeF_2$ ) и др. Если в антиферромагнитную структуру входят два металла с разными спиновыми магнитными моментами электронов, то их моменты будут компенсироваться не полностью. Такое явление называется нескомпенсированным антиферромагнетизмом, а обладающие этим свойством вещества - ферромагнетиками, или ферритами. По своим свойствам они подобны ферромагнетикам. Ферриты, являясь полупроводниками, обладают высоким удельным сопротивлением и широко применяются в науке и технике. В табл. 1 приведены характеристики некоторых ферромагнетиков и ферритов.

Таблица 1

Вещество	Состав	$\mu_{max}$	$H_c$ , А/м	$B_{ост}$ Тл.	$B_{нас}$ , Тл
Железо техническое	Fe (99,9 %)	$5 \cdot 10^3$	80	0,05	2,1
Супермаллой	Ni (79%), Mo(5%), Fe(16%)	$10^6$	0,16	-	0,79
Платина-Кобальт	Pt (77%), Co (23%)	-	$3 \cdot 10^5$	0,5	-
Никель-цинковый феррит	ZnO ( $Fe_2O_3$ ) NiO ( $Fe_2O_3$ )	$7,5 \cdot 10^3$	4	-	0,2

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

### А. Изучение гистерезиса ферромагнитных материалов с помощью осциллографа

#### Описание установки и метода измерений

Принципиальная схема лабораторной установки изображена на рис.7. Исследуемым образцом является сердечник тороидального трансформатора с двумя обмотками. Первичная обмотка тороида, содержащая  $N_1$  витков, запитывается от генератора звуковой частоты (ГЗ) через резистор  $R_1$  переменным током  $I_1$ . Вторичная обмотка тороида, имеющая  $N_2$  витков, последовательно соединена с резистором  $R_2$  конденсатором  $C$ .

На горизонтально отклоняющие пластины осциллографа с резистора  $R_1$  подается напряжение  $U_x$ , пропорциональное напряженности магнитного поля  $H$ , а на вертикально отклоняющие пластины с конденсатора  $C$  подается напряжение  $U_y$  пропорциональное индукции магнитного поля  $B$ . Действительно, напряженность  $H$  в тороиде (при условии, что радиус витка обмотки меньше радиуса тороида:  $r_B \ll r_T$ ):

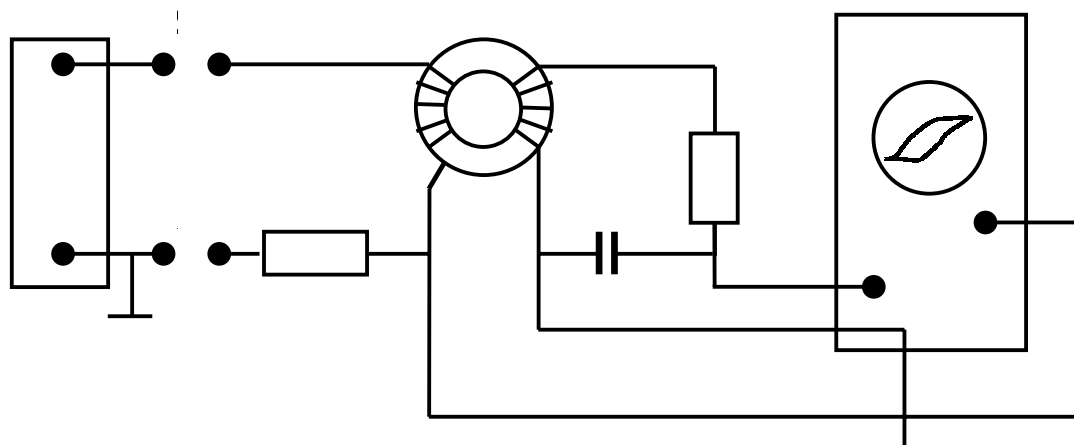
$$H = (N_1 / 2\pi r_T) I_1 \quad (8)$$

Так как падение напряжения на резисторе  $R_1$   $U_x = I_1 R_1$  с учетом (8) имеем

$$U_x = (2\pi r_T / N_1) R_1 H.$$

(9)

Следовательно, на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа подается напряжение  $U_x$ , пропорциональное напряженности поля  $H$ .



Значение  $U_x$  можно определить, если известен коэффициент отклонения электронного луча осциллографа по горизонтальной оси  $b_x$  (равный обратной величине чувствительности):

$$U_x = b_x x, \quad (10)$$

где  $x$  - смещение электронного луча по горизонтальной оси  $X$ . Тогда напряженность магнитного поля  $H$  может быть выражена равенством:

$$H = (N_1 / 2\pi r_T R_1) U_x = N_1 b_x x / 2\pi r_T R_1. \quad (11)$$

Во вторичной обмотке тороида источником тока является ЭДС индукции  $\epsilon_i$ . Согласно закону Фарадея

$$\epsilon_i = -N_2 d\Phi / dt = -N_2 (dB/dt) S, \quad (12)$$

где  $\Phi$  - поток вектора магнитной индукции  $B$  через один виток;

$S$  - площадь поперечного сечения тороида.

Для вторичной обмотки тороида по закону Ома, получаем



$$\epsilon_i = U_C + I_2 R_2 + L_2 (dI_2/dt) \quad (13)$$

Где  $U_C$  - напряжение на конденсаторе  $C$ ;  $I_2$  - ток во вторичной обмотке;  $L_2$  - индуктивность вторичной обмотки. Так как индуктивность  $U$ , как правило, очень мала, выражение (13) запишется в виде

$$\epsilon_i = U + I_2 R_2 \quad (14)$$

Если выбрать сопротивление резистора  $R_2$  настолько большим, чтобы выполнялось условие  $I_2 R_2 \gg U_C$ , то  $\epsilon_i \approx I_2 R_2$ , и тогда, с учетом (12), получаем

$$I_2 R_2 = -N_2 S (dB/dt) \quad (15)$$

Следовательно, ток во вторичной обмотке тороида:

$$I_2 = -(N_2 S / R_2) (dB/dt). \quad (16)$$

Учитывая (16), найдем напряжение  $U_y$  равно напряжению на конденсаторе:

$$U_y = U = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int_0^t I_2 dt = \frac{N_2 S}{R_2 C} \int_0^t dB = \frac{N_2 S B}{R_2 C} \quad (17)$$

где  $q$  - заряд на обкладках конденсатора.

Таким образом, напряжение  $U_y$  пропорционально магнитной индукции  $B$ .

Значение  $U_y$  может быть определено, если известен коэффициент отклонения электронного луча осциллографа по вертикальной оси  $B_y$ :

$$U_y = b_y y, \quad (18)$$

где  $y$  - отклонение электронного луча по оси  $Y$ . Тогда индукция магнитного поля  $B$  может быть представлена равенством

$$|B| = R_2 C / N_2 S U_y = R_2 C b_y y / N_2 S \quad (19)$$

Подавая одновременно на горизонтальные и вертикальные пластины осциллографа напряжения, соответственно,  $U_x$  и  $U_y$ , получим петлю гистерезиса.

Зная площадь петли гистерезиса, можно найти работу затраченную на перемагничивание единицы объема ферромагнетика.

Действительно, объемная плотность энергии магнитного поля

$$w_m = \mu_0 \mu H^2 / 2$$

При увеличении напряженности внешнего поля на величину  $dH$  энергия поля изменится на величину

$$dw_m = Hd(\mu_0 \mu H) = HdB \quad (20)$$

Это изменение энергии, обусловленное работой  $dA$  затраченной на намагничивание единицы объема ферромагнетика, идет на увеличение внутренней энергии вещества, т.е. на его нагрев. Очевидно, за один полный цикл перемагничивания единицы объема ферромагнетика затрачивается работа

$$A_n = \oint H dB \quad (21)$$

которая численно равна площади петли гистерезиса в координатах  $B - H$ .

Учитывая (11) и (19), выражение для работы  $A_n$  можно представить в виде

$$A_n = \frac{N_1 R_2 C b_x b_y}{2\pi r_T N_2 S R_1} \oint x dy \quad (22)$$

Так как  $S_n = \oint x dy$  - площадь петли гистерезиса в координатах  $X - Y$ , измерив  $S_n$ , можно найти

$$A_n = \frac{N_1 R_2 C b_x b_y}{2\pi r_T N_2 S R_1} S_n \quad (23)$$

#### Выполнение эксперимента

Задание 1. Снятие основной кривой намагничивания.

1. Ознакомиться с принципиальной схемой лабораторной установки (см. рис.7).
2. Установить органы управления осциллографа в соответствии с инструкцией, находящейся в лаборатории.
3. Включить генератор звуковой частоты (ГЗ); установить частоту, указанную на панели экспериментальной установки. Постепенно, вращая вправо ручку генератора "Регулятор выхода", получить на экране осциллографа петли гистерезиса.
4. Органами управления осциллографа добиться, чтобы вся петля гистерезиса располагалась в центральной части экрана.
5. С помощью ручки "Усиление" и при необходимости с помощью тумблера "x10x1" добиться, чтобы петля гистерезиса занимала как можно большую часть экрана.

**Примечание.** С этого момента и до окончания измерений ручку "Усиление" трогать нельзя!

6. Уменьшая с помощью ручки "Регулятор выхода" звукового генератора сигналы, подаваемые на первичную обмотку тороида, получить семейство петель (не менее семи) гистерезиса (см. рис. 5, б). Для каждой петли гистерезиса снять координата  $x$  и  $y$  ее вершину.
7. По формуле (10) определить напряжение  $U_x$ . Для осциллографа коэффициент отклонения  $b_x = 1 \text{ В/см} = 10^2 \text{ В/м}$  (Для осциллографа С1- 77  $b_x = 10^3 \text{ В/м}$ ). По формуле (18) найти напряжение  $V_y$ . Коэффициент отклонения  $b_y$  определяется с помощью ручки "Усиление"; при этом необходимо учесть, что значение коэффициента  $b_y$ , найденное по лимбу " $V/cm, mV/cm$ ", верно лишь при крайнем правом положении ручки "Усиление", которая спарена с переключателем входного аттенюатора и имеет в крайнем правом положении механическую фиксацию.
8. По формулам (11) и (19) найти значения напряженности  $H$  и магнитной индукции  $B$  вершин всех полученных петель гистерезиса. Значения величин  $N_1, N_2, R_1, R_2, r_T, C_y, S$  указаны на панели экспериментальной установки.
9. Данные занести в табл. 2

Таблица 2

Номер петли	$x, \text{ м}$	$y, \text{ м}$	$U_x, \text{ В}$	$U_y, \text{ В}$	$H, \text{ А/м}$	$\Delta H, \text{ А/м}$	$B, \text{ Тл}$	$\Delta B, \text{ Тл}$

10. По полученным данным на миллиметровой бумаге построить основную кривую намагничивания в координатах  $B - H$  (см. кривую ОА на рис. 5, б).

#### Обработка результатов измерений

Полная погрешность при измерении величин  $H$  и  $B$  обусловлена:

- а) приборной погрешностью измерения величин  $x, y, b_y$ ;
- б) точностью, с которой известно значение коэффициента  $b_x$ , приведенное в паспорте прибора (осциллографа);
- в) точностью, с которой известны значения величин  $N_1, N_2, R_1, R_2, r_T, S, C$
- г) погрешностями метода, например, наличием паразитных сопротивлений и емкостей в электрической цепи, приближенностью некоторых формул и др.

11. Определить погрешности измерений  $H$  и  $B$ , обусловленные измерениями значений величин  $x, y$  и  $b_y$  и заданной точностью паспортного значения коэффициента  $b_x$ .

Величины  $H$  и  $B$  можно представить в виде

$$H = \alpha b_x x; \quad B = \beta b_y y, \quad (24)$$

где

$$\alpha = N_1 / 2\pi r_T R_1; \quad \beta = R_2 C / N_2 S.$$

Тогда погрешности отдельных измерений определяются по формулам

$$\Delta H = \alpha \sqrt{x^2 (\Delta b_x)^2 + b_x^2 (\Delta x)^2} \quad (25)$$

$$\Delta B = \beta \sqrt{y^2 (\Delta b_y)^2 + b_y^2 (\Delta y)^2}$$

Для осциллографа погрешность коэффициентов  $b_x$  и  $b_y$  не превышает 10%. Поэтому можно считать, что  $\Delta b_x = 10^{-1}$  В/см = 10 В/м (Для осциллографа С1 - 77  $\Delta b_x = 6 \cdot 10$  В/м);  $\Delta b_y = 0,1$  В/м;  $\Delta x = \Delta y = 0,5$  мм =  $5 \cdot 10^{-4}$  м.

Найденные значения погрешностей  $\pm \Delta H$  и  $\pm \Delta B$  нанести на построенную кривую  $B=f(H)$ .

Задание 2. Оценка работы перемещения  $A_n$  единицы объема ферромагнетика за один цикл.

1. С помощью звукового генератора получить максимальную петлю гистерезиса и зарисовать ее на кальке в координатах  $X - Y$ .

2. Измерить площадь петли гистерезиса  $S_n$ .

3. По формуле (23) определить работу перемещения  $A_n$ .

Задание 3. Определение коэрцитивной силы  $H_c$ .

1. По максимальной петле гистерезиса (см. задание 2) найти координату  $-X_c$  соответствующую коэрцитивной силе  $-H_c$  (см. рис. 5, а).

2. По формуле (24) определить значение  $J_c$  (А/м).

3. Рассчитать погрешность изменения  $\Delta H_c$  по формуле (25) и записать результат в виде  $H_c \pm \Delta H_c$ .

4. По полученному значению  $H_c$  определить группу ферромагнетика (мягкий или жесткий).

## Б. Получение кривой намагничивания ферромагнетиков с помощью баллистического гальванометра (метод А.Г. Столетова)

### Описание установки и метода измерений

Принципиальная схема лабораторной установки изображена на рис.8. Исследуемый образец из ферромагнитного материала изготовлен в форме тороида.

Для создания магнитного поля на тороид равномерно намотана обмотка (первичная), которая включается в цепь постоянного тока. Напряженность  $H$  магнитного поля внутри тороида рассчитывается по формуле:

$$H = I_1 N_1 / (2\pi r_T) \quad (26)$$

где  $I$  - ток в первичной обмотке;  $N_1$  - полное число витков первичной обмотки  $r_T$  - радиус тороида.

Вторичная измерительная обмотка тороида с небольшим числом витков  $N_2$  через сопротивление  $R$  подключается к гальванометру  $G$ . Если в первичной обмотке с помощью переключателя  $K$  быстро изменить направление тока на обратное, т.е. произвести коммутацию тока, то изменится направление вектора  $B$  в образце и во вторичной обмотке индуцируется кратковременный импульс тока. Полный заряд  $q$ , протекающий при этом через витки вторичной обмотки за время коммутации  $\zeta$ , пропорционален магнитной индукции  $B$  в тороиде. На этом факте основан метод измерения величины  $B$ , предложенный А.Г. Столетовым.

Найдем зависимость между величинами  $q$  и  $B$ . При изменении тока в первичной обмотке во вторичной возникает ЭДС взаимной индукции

$$\varepsilon_i = - N_2 d\Phi/dt, \quad (27)$$

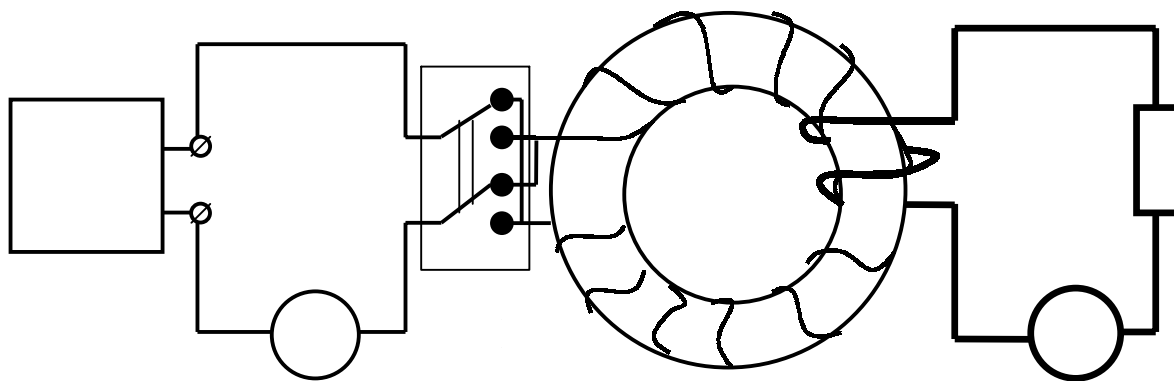
где  $\Phi$  - поток вектора магнитной индукции, пронизывающий виток вторичной обмотки тороида,  $\Phi = BS$ . где  $S$  - сечение витка вторичной обмотки ( $r_b \ll r_T$ ). Так как ток  $I_2$  в цепи гальванометра при изменении магнитного потока не постоянен, в цепи возникает электродвижущая сила самоиндукции

$$\varepsilon_s = - L_2 dI_2/dt, \quad (28)$$

где  $L_2$  - индуктивность вторичной обмотки.

Согласно правилу Кирхгофа, примененному к указанной цепи гальванометра имеем:

$$-N_2 d\Phi/dt = RI_2 + L_2 dI_2/dt, \quad (29)$$



где  $R$  – активное сопротивление этой цепи, содержащей вторичную обмотку и гальванометр. Интегрируя (29), получим изменения магнитного потока за время коммутации  $\tau$ :

$$\Delta\Phi = \frac{R}{N} \int_0^{\tau} I_2 dt + \frac{L_2}{N_2} (I_{2\text{кон}} - I_{1\text{нач}}) \quad (30)$$

При коммутации тока

$$I_{2\text{кон}} = I_{2\text{нач}} = 0.$$

Учтем, что

$$\frac{R}{N_2} \int_0^{\tau} I_2 dt = \frac{R}{N_2} q$$

Кроме того,  $\Delta\Phi = 2BS$ , так как вектор  $B$  при коммутации тока меняет свое направление на обратное. Следовательно, (30) примет вид

$$2BS = (R/N_2)q,$$

или

$$q = 2BSN_2/R \quad (31)$$

Если гальванометр работает в баллистическом режиме, т.е. время протекания заряда  $\tau$  мало по сравнению с периодом собственных колебаний  $T_0$  рамки гальванометра, то смещение указателя гальванометра в делениях  $n_{\text{дел}}$  пропорционально полному заряду  $q$ :

$$n_{\text{дел}} = q/C_B.$$

где  $C_B$  - баллистическая постоянная гальванометра (см. приложение). Следовательно,

$$2BSN_2/R = C_B n_{\text{дел}}$$

или

$$B = RC_B n_{\text{дел}} / (2SN_2) \quad (32)$$

Таким образом:

- 1) измерив ток  $I_1$ , в первичной обмотке, можно рассчитать по формуле (26) напряженность  $H$  магнитного поля в исследуемом образце;
- 2) отсчитав  $n_{\text{дел}}$  - смещение указателя гальванометра при коммутации тока в первичной обмотке, можно по формуле (32) определять магнитную индукцию  $B$ .

#### Выполнение эксперимента

1. Ознакомиться со схемой установки (рис. 8).
2. Включить питание первичной цепи (значение подаваемого напряжения указано на схеме установки).
3. Дать успокоиться стрелке гальванометра  $G$  и проверить ноль гальванометра.

4. Установить в первичной цепи тороида ток  $I_1 = I_{\min}$  (его значение указано на схеме установки).
5. Переключателем коммутатора  $K$  изменить направление тока в первичной обмотке и отсчитать крайнее деление, до которого отклонится указатель гальванометра ( $n_{\text{дел}}$ ). Провести измерения 4-6 раз. Вычислять среднее значение  $\langle n_{\text{дел}} \rangle$  для данного  $I_1$ .
6. Измерения, указанные в п.5, выполнить для 10-14 значений тока  $I_1$  в интервале от  $I_{1\min}$  до  $I_{1\max}$ .
7. Результаты измерений занести в табл.3

Таблица 3

№ п/п	$I_1$ , мА	$H$ , А/м	$\langle n \rangle$ , дел.	$B$ , Тл	$\mu$
1					
2					
.					
.					
.					

**Внимание.** Сечение образца  $S$ , число витков в первичной  $N_1$  и вторичной  $N_2$  обмотках тороида, сопротивление  $R$  цепи гальванометра, баллистическая постоянная гальванометра  $C_B$ , значения  $I_{1\min}$ ,  $I_{1\max}$  указаны на установке.

8. По полученным данным рассчитать для каждого значения тока напряженность магнитного поля  $H$  и магнитную индукцию  $B$  по формулам (26) и (32) соответственно.
9. По полученным данным построить график  $B=f_1(H)$ .
10. Рассчитать магнитную проницаемость  $\mu$  по формуле  $\mu = B/(\mu_0 H)$  и построить зависимость  $\mu=f_2(H)$ .

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какова связь между величинами  $B$ ,  $H$  и  $J$ ? В каких единицах они измеряются?
2. Когда имеет место прецессия электронной орбиты атома?
3. Какими свойствами обладают ферромагнетики?
4. Чем объясняется наличие ферромагнитных свойств у некоторых материалов?
5. Что означает насыщение ферромагнетика?
6. На что идет работа перемагничивания ферромагнетика?
7. Какие погрешности имеют место при измерении величин  $H$  и  $B$ ?
8. Как используется закон электромагнитной индукции при измерении величины  $B$  методом Столетова?
9. Чем отличаются ферриты от ферромагнетиков?

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. М.: Наука, 1988.
2. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. М.: Высш. шк., 1971.
3. Калашников С.Г. Электричество. М.: Наука, 1985.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т.3. Электричество. М.: Наука, 1977.
5. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. М.: Высш. шк., 1989.

#### Приложение

#### Баллистическая постоянная гальванометра.

Баллистический гальванометр представляет собой разновидность гальванометра магнито-электрической системы и применяется для измерения количества электричества, проходящего через цепь при кратковременных импульсах тока. Подвижной частью прибора является прямоугольная рамка с обмоткой из изолированной проволоки, подвешенная между полюсами постоянного магнита, где она может совершать крутильные колебания вокруг вертикальной оси.

Если пропустить через рамку кратковременный импульс тока (время импульса меньше периода собственных колебаний рамки  $\tau \ll T_0$ ), то ток успеет пройти при неотклоненном положении рамки. Рамка, однако, получит толчок, в результате возникает ее движение (импульс тока действует на рамку подобно удару молотка на массивный шар).

Найдем уравнение движения рамки гальванометра. На помещенную в магнитное поле рамку с током  $I$  действуют моменты внешних сил:

Момент упругих сил  $M_1 = -D\varphi$ ;

Момент амперовских сил  $M_2 = IBSN$ ;

Тормозящий момент индукционного тока  $M_3 = I_i BSN = (\epsilon_i/R)BSN$ .

Здесь  $D$ -модуль кручения нити;  $\varphi$  - угол поворота рамки от положения равновесия;  $B$ - индукция магнитного поля;  $S$ - площадь витка рамки;  $N$  - число витков в рамке;  $I_i$ - индукционный ток в рамке;  $\epsilon_i$  - ЭДС индукции в рамке. (Трением рамки об воздух и самоиндукцией в ней из-за их малости можно пренебречь).

Так как  $\epsilon_i = -BSN \dot{\varphi}$ , где  $\dot{\varphi}$  - угловая скорость рамки, то

$$M_3 = -\dot{\varphi} (BSN)^2/R$$

Уравнение движения рамки записывается в виде

$$\bar{I} \ddot{\varphi} = M_1 + M_2 + M_3 \quad (1)$$

Где  $\bar{I}$  – момент инерции рамки.

Подставив  $M_1$ ,  $M_2$  и  $M_3$  в (1), получим уравнение

$$\bar{I} \ddot{\varphi} + \dot{\varphi} (BSN)^2/R + D\varphi = BSNI$$

Введем обозначения:

$$(BSN)^2 / (\bar{I} R) = 2\delta; D/\bar{I} = \omega_0^2; BSNI/\bar{I} = k. \quad (2)$$

Тогда уравнение движения рамки имеет вид

$$\ddot{\varphi} + 2\delta \dot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = kI \quad (3)$$

Уравнения такого типа описывают обширный класс колебательных систем, как электрических, так и механических.

Для вычисления начальной угловой скорости, полученной в результате толчка, проинтегрируем уравнение (3) по  $t$  от  $t = 0$

до  $t = \tau$ :

$$\int_0^\tau \ddot{\varphi} dt + 2\delta \int_0^\tau \dot{\varphi} dt + \omega_0^2 \int_0^\tau \varphi dt = k \int_0^\tau I dt \quad (4)$$

Где  $\tau$  - момент окончания импульса тока.

Рассмотрим члены этого равенства. Имеем

$$\int_0^\tau \ddot{\varphi} dt = \dot{\varphi}_0$$

где  $\dot{\varphi}_0$  - начальная угловая скорость;

$$2\delta \int_0^{\tau} \dot{\varphi} dt = 0$$

так как  $\tau \ll T_0$  и к моменту окончания импульса рамки практически не сдвинется из положения равновесия;

$$\omega_0^2 \int_0^{\tau} \varphi dt \approx 0$$

в силу малости  $\omega$  и  $\tau$ ,

$$k \int_0^{\tau} I dt = kq .$$

где  $q$  - полный заряд, протекающий и через рамку за время импульса. Итак, уравнение (4) сводится к уравнению

$$\dot{\varphi}_0 = kq \quad (5)$$

Таким образом, при пропускании коротких импульсов тока через гальванометр начальная скорость движения подвижной системы зависит только от полного заряда, который протекает через рамку за все время импульса.

Исследуя уравнение (4), можно показать, что наибольший угол, на который отклонится рамка гальванометра, пропорционален начальной скорости движения рамки. Следовательно, максимальный угол пропорционален полному заряду, или  $q = C_B \varphi_{\max}$ , где  $C_B$  - коэффициент пропорциональности, называемый баллистической постоянной гальванометра, которая зависит от свойств данного гальванометра. Экспериментально обычно измеряется линейное смещение указателя, связанного с рамкой гальванометра, по шкале прибора, т.е.  $n_{\text{дел}}$ . Это смещение при малых углах поворота рамке пропорционально угловому смещению:  $n_{\text{дел}} \sim \varphi_{\max}$ . Поэтому

$$q = C_B n_{\text{дел}} \quad (6)$$

Очевидно, что получается соотношение (6) справедливо для любого гальванометра магнито-электрической системы при условии, что гальванометр работает в баллистическом режиме, т.е. при  $\tau \ll T_0$ .