

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ**

Спецпрактикум кафедры магнетизма

Москва 2003

Составители: доцент О.А. Котельникова,
доцент Н.С. Перов,
доцент А.А. Радковская,
м.н.с. Н.Г. Пугач
аспирант Д.Ю.Гусакова

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Цель задачи. С помощью аstaticеского магнитометра определяется кривая намагничивания в слабых и средних магнитных полях. По данным температурной зависимости намагниченности определяется температура Кюри ферромагнетиков в слабых и сильных магнитных полях.

§ 1. Основные магнитные характеристики.

Кривая намагничивания. Размагничивающий фактор.

Любое вещество в природе обладает магнитными свойствами. Принято различать вещества со слабыми магнитными свойствами - *парамагнетики и диамагнетики* и с сильными - *ферромагнетики и ферримагнетики*, а также *антиферромагнетики*.

У веществ со слабыми магнитными свойствами в отсутствие внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент равен нулю. Причем в парамагнитном веществе локальные магнитные моменты не равны нулю (отдельные атомы имеют собственный магнитный момент), хаотическое тепловое движение разориентирует их (тепловые флуктуации), между ними отсутствует взаимодействие («газ магнитных стрелок»), а внешнее поле \vec{H}_e частично их упорядочивает, поэтому возникающий магнитный момент параллелен полю и *магнитная восприимчивость* χ - положительная константа, не зависящая от величины поля. *Намагниченность (магнитный момент единицы объема вещества)* равна:

$$\vec{I} = \chi \vec{H}_e. \quad (1.1)$$

У диамагнитных веществ средний локальный магнитный момент равен нулю в отсутствие поля. Индуцированный внешним полем магнитный момент направлен, в соответствии с правилом Ленца, против поля, и магнитная восприимчивость отрицательна.

У ферромагнетиков *внутреннее (обменное) взаимодействие* приводит к параллельной ориентации магнитных моментов отдельных атомов в макроскопических областях, называемых *доменами*, благодаря чему появляется *спонтанная намагниченность вещества* \vec{I}_s . Внутри каждого домена локальные магнитные моменты параллельны друг другу и ориентированы в направлении одной из осей анизотропии (так называемых *легких осей*). Между доменами существуют переходные области – *доменные границы*, где происходит постепенный поворот локальных магнитных моментов (постепенность поворота обусловлена минимизацией энергии обменного взаимодействия). Роль внешнего магнитного поля в данном случае сводится к тому, чтобы ориентировать в одном направлении векторы

намагниченности отдельных доменов. Намагничивание образца происходит за счет смещения доменных границ между доменами или за счет вращения векторов \vec{I}_S отдельных доменов, как целого. Этот процесс называется *техническим намагничиванием вещества*.

Разделение магнетиков на сильные и слабые в некоторой степени условно: в ферромагнетике, нагретом выше *температуры Кюри Θ* (точки Кюри), спонтанная намагниченность исчезает, и он становится парамагнетиком, парамагнетики при низких температурах намагничиваются до насыщения в сравнительно слабых полях. Сверхпроводящий металл ведет себя как идеальный диамагнетик, т.е. индуцированный магнитный момент компенсирует весь магнитный поток, проходящий сквозь объем сверхпроводника (эффект Мейснера). Однако роль основного критерия выделения сильных магнетиков - наличия спонтанной намагниченности, обусловленной внутренними взаимодействиями в веществе - безусловно сохраняется. Это тем более важно, что основные практические применения магнитных материалов как раз обусловлены существованием спонтанной намагниченности, для поддержания которой не требуется никаких затрат энергии и которая сохраняется сколь угодно долго. Так, геофизики измеряют остаточную намагниченность горных пород, чтобы определять направление земного магнитного поля, существовавшего в то время, когда эти породы формировались.

Следует заметить, что поведение магнитной восприимчивости, характеризующее отклик магнетика на приложенное внешнее магнитное поле, чрезвычайно многообразно. В зависимости от интервала полей, в которых проводятся измерения, различают *начальную, максимальную, среднюю восприимчивость и восприимчивость парапроцесса*. Также различают понятия *обратимой и необратимой восприимчивости*. В кристаллах магнитная восприимчивость является тензорной величиной $\hat{\chi}$, для намагничивания в переменных полях вводится понятие комплексной магнитной восприимчивости:

$$\hat{\chi} = \hat{\chi}_1 - i\hat{\chi}_2, \quad (1.2)$$

где $\hat{\chi}_2$ характеризует потери в веществе при его перемагничивании. В диапазоне СВЧ $\hat{\chi}$ является антисимметричным тензором второго ранга. Недиagonальные компоненты этого тензора определяют так называемые гиротропные свойства вещества. На оптических частотах тензор $\hat{\chi}$ может давать существенный вклад в магнитооптические свойства.

Наряду с магнитной восприимчивостью широко используется понятие *магнитной проницаемости*. При использовании выражения для *магнитной индукции \vec{B}* ,

$$\vec{B} = \vec{H}_e + 4\pi\vec{I}, \quad (1.3)$$

получаем формулу, связывающую *магнитную проницаемость* $\hat{\mu}$ (тоже тензор в общем случае) с магнитной восприимчивостью $\hat{\chi}$:

$$\hat{\mu} = 1 + 4\pi\hat{\chi}. \quad (1.4)$$

Намагниченность I_R , сохраняющаяся в образце после выключения поля, называется *остаточной намагниченностью*.

Поле H_c , которое требуется приложить в обратном направлении для того, чтобы после насыщения довести намагниченность образца до нуля, называется *коэрцитивной силой*.

Кривая намагничивания

При отсутствии внешнего магнитного поля, вследствие беспорядочной ориентации суммарных магнитных моментов доменов, результирующий магнитный момент ферромагнетика равен нулю. Если ферромагнетик поместить в магнитное поле, то результирующий магнитный момент \vec{M} образца уже не будет равен нулю (обычно используют понятие намагниченности \vec{I} , т. е. магнитный момент единицы объема вещества). В результате появления магнитного момента M у вещества магнитное поле внутри образца отличается от внешнего магнитного поля \vec{H}_e . Среднее магнитное поле внутри образца характеризуется магнитной индукцией \vec{B} , которая является функцией внешнего магнитного поля и связана с ним соотношением

$$\vec{B} = \mu\vec{H}_e, \quad (1.5)$$

где μ - магнитная проницаемость вещества.

Если состояние образца, при котором I и H равны нулю, считать начальным (образец размагничен, т.е. векторы намагниченности отдельных доменов, на которые при этом разбивается ферромагнитный образец, направлены так, что результирующая намагниченность равна нулю), то зависимость $I(H)$ для ферромагнетика имеет вид, изображенный на рис. 1. Эта кривая получила название *кривой намагничивания*.

Характер действия внешнего поля на ферромагнетик различен в зависимости от значения напряженности внешнего поля. В слабых магнитных полях кривые намагничивания кристаллов имеют крутой подъем, соответствующий большим значениям восприимчивости, в сильных полях кривая $I(H)$ более пологая. Эти два (условных) участка кривой соответствуют двум различным процессам намагничивания ферромагнетика.

Процесс намагничивания в слабых полях трактуется как процесс роста одних доменов (с положительной проекцией намагниченности на направление поля) за счет уменьшения других (с отрицательной проекцией) в результате смещения границ между ними. При этом магнитные моменты доменов, как целого, остаются связанными с направлением локальных

осей легкого намагничивания. Постепенно магнитные моменты доменов ориентируются вдоль своих легких осей так, чтобы иметь положительную проекцию на направление поля.

В сильных магнитных полях магнитные моменты доменов покидают направления легкого намагничивания и намагничивание ферромагнетика, в основном, обуславливается поворотом магнитных моментов доменов, как целого, к направлению \vec{H}_e , вызывающим увеличение продольной составляющей намагниченности:

$$I_H = \sum I_{Sk} \cdot v_k \cdot \cos \alpha_k, \quad (1.6)$$

где I_{Sk} – намагниченность k -того домена, v_k - его относительный объем, α_k - угол между \vec{H}_e и направлением намагниченности k -того домена.

В полях порядка нескольких сотен эрстед все векторы намагниченности доменов могут быть ориентированы практически в направлении \vec{H}_e и ферромагнетик будет находиться в состоянии насыщения при данной температуре (I_s техническое насыщение). Дальнейшее намагничивание ферромагнетика возможно лишь за счет роста абсолютного значения намагниченности I_s (парапроцесс). Это возможно, так как $I_s(T \neq 0)$ меньше $I_s(T=0)$ из-за хаотического теплового движения магнитных моментов. Когда энергия взаимодействия локальных магнитных моментов с внешним полем достигает порядка величины энергии тепловых возбуждений, внешнее поле способно «подавлять» эти тепловые флуктуации. Данный процесс аналогичен процессу намагничивания парамагнетика и поэтому называется *парапроцессом*.

Таким образом кривую намагничивания ферромагнетика можно разбить на несколько участков, характеризующихся различными процессами намагничивания (рис. 1).

Участок I - область *начального обратимого намагничивания*. Здесь $\chi(H)$ является постоянной величиной. Изменение намагниченности обусловлено в основном обратимыми процессами, связанными с *упругим смещением границ* между доменами. При уменьшении поля до нуля образец вернется в исходное размагниченное состояние и значение I снова обратится в нуль.

Участок II - при нарастании поля H обратимый процесс намагничивания сменяется *необратимым* – начинается неупругое необратимое смещение доменных границ. Если намагнитить образец до состояния соответствующего точке В на кривой Рис.1, а затем несколько уменьшить и снова увеличить поле H до исходного, то намагниченность уже не возвращается по исходной кривой, а образуется частная петля гистерезиса ВВ' (так называемый *частный цикл*). В этой области $\chi(H)$ достигает максимального значения.

В области *приближения к насыщению* (III) изменение намагниченности обуславливается, главным образом, *процессом вращения векторов намагниченности отдельных доменов* \vec{I}_{Sk} , к направлению внешнего поля.

На последнем участке (IV) в области парапроцесса наблюдается слабый рост намагниченности (почти горизонтальный участок кривой намагничивания). Магнитный момент увеличивается за счет роста истинной намагниченности, в результате уменьшения амплитуды тепловых флуктуаций.

Если после достижения насыщения начать уменьшать постепенно значение внешнего магнитного поля, то значения намагниченности не будут лежать на уже полученной основной кривой. Поэтому для одних и тех же значений напряженности внешнего магнитного поля в зависимости от «предыстории образца» получаются различные значения намагниченности. Это явление называется *магнитным гистерезисом*.

Значение намагниченности (магнитной индукции), получаемое при равной нулю напряженности магнитного поля, называется остаточной намагниченностью I_r . Значение магнитного поля, при котором намагниченность станет равной нулю, называется коэрцитивной силой H_c .

Определить кривую намагничивания вещества - это значит найти для каждого значения напряженности *истинного (внутреннего) магнитного поля в образце* H_i соответствующую величину намагниченности. При определении же, например, нисходящей ветви петли гистерезиса вещества необходимо установить зависимость намагниченности от промежуточных значений истинного магнитного поля, при последовательном его уменьшении в пределах от $+H_{max}$ до $-H_{max}$.

По кривой намагничивания можно определить *дифференциальную восприимчивость*

$$\chi_{дифф}(H) = \frac{\partial I}{\partial H}, \quad (1.7)$$

как функцию намагничивающего поля H . На начальном участке кривой ОА она будет иметь некоторое постоянное значение, которое соответствует обратимой восприимчивости. Затем, при переходе к необратимому процессу намагничивания, восприимчивость $\chi_{дифф}(H)$ будет расти, и в некоторой точке достигнет максимального значения χ_{max} , а затем, при переходе к насыщению, устремится к нулю. Кривая, описывающая зависимость $\chi_{дифф}(H)$, называется «кривой Столетова».

Размагничивающее поле. Размагничивающий фактор.

Намагниченность ферромагнитного образца зависит не только от магнитной восприимчивости вещества, из которого он сделан, но и от его геометрической формы.

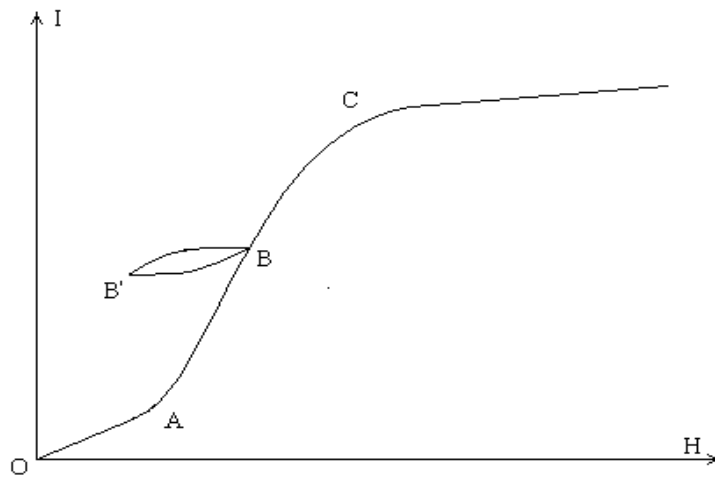


Рис.1. Кривая намагничивания ферромагнетика с частным циклом.

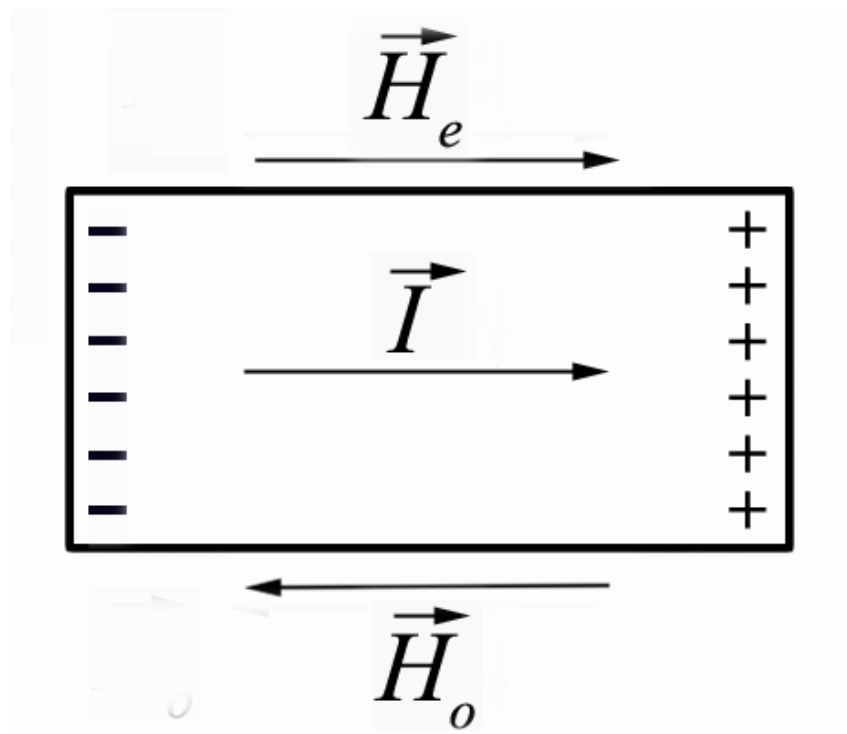


Рис.2. Схематичное изображение образца с намагниченностью \vec{I} во внешнем поле \vec{H}_e .
 \vec{H}_0 - размагничивающее поле.

Дело в том, что на противоположных концах намагниченного образца индуцируются магнитные заряды (см. рис.2), которые внутри образца создают собственное магнитное поле \vec{H}_o , которое называется *размагничивающим*. Таким образом, согласно принципу суперпозиции полей, истинное поле внутри образца определяется суммой внешнего и размагничивающего полей:

$$\vec{H}_i = \vec{H}_e + \vec{H}_o. \quad (1.8)$$

Размагничивающее поле \vec{H}_o можно выразить через намагниченность \vec{I} по формуле

$$\vec{H}_o = -N\vec{I}, \quad (1.9)$$

где N - размагничивающий фактор. В общем случае N - тензор, то есть формула (1.9) может быть переписана в виде:

$$H_{oi} = - \sum_{j=x,y,z} N_{ij} I_j, \quad (1.10)$$

где $i = x, y, z$, H_{oi} - проекция размагничивающего поля на ось i , I_j - проекция намагниченности на ось j . Компоненты тензора $\hat{N}(\vec{r})$ зависят от формы образца и его ориентации относительно внешнего поля, они могут быть рассчитаны по формуле:

$$N_{ik}(r') = - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (1.11)$$

здесь $x_i, x_k = x, y, z$ и интегрирование ведется по объему образца V . Если намагничивать один и тот же образец, прикладывая внешнее магнитное поле в различных направлениях, то конфигурация поверхностных зарядов будет каждый раз иная и, соответственно, поле \vec{H}_o будет каждый раз другим. Такая анизотропия образцов называется анизотропией формы.

В простейшем частном случае, когда образец оказался однородно намагничен в однородном поле и направление намагниченности противоположно направлению размагничивающего поля, размагничивающий фактор можно считать константой. В этом случае, согласно формуле (3.3):

$$H_o = -NI, \quad (1.12)$$

Таким образом, для внутреннего поля получаем:

$$H_i = H_e - NI. \quad (1.13)$$

По определению магнитной восприимчивости $\chi = I/H$, поэтому, зная зависимость намагниченности образца от внешнего магнитного поля $I(H_e)$, можно найти восприимчивость вещества из которого сделан образец:

$$\chi(H_i) = I(H_e) / [H_e - NI(H_e)]. \quad (1.14)$$

В общем случае зависимость размагничивающего поля H_o от намагниченности I очень сложна. Для образцов эллипсоидальной формы и близкой к ней при намагничивании в однородном внешнем поле H_o можно показать, что образец будет намагничён однородно. Если систему координат выбрать так, чтобы ее оси совпали с главными осями эллипсоида (a, b, c) , то в тензоре N отличными от нуля будут только диагональные компоненты и

$$\begin{aligned} N_{xx} = N_a &= 2\pi abc \int_0^\infty \frac{ds}{(a^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}, \\ N_{yy} = N_b &= 2\pi abc \int_0^\infty \frac{ds}{(b^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}, \\ N_{zz} = N_c &= 2\pi abc \int_0^\infty \frac{ds}{(c^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Отметим, что $N_a + N_b + N_c = 4\pi$.

Если образец имеет форму шара, то $N_a = N_b = N_c = 4\pi/3$.

Для бесконечной пластины, расположенной нормально к оси OZ (оси c), справедливо $N_a = N_b = 0$, $N_c = 4\pi$.

Для бесконечного цилиндра ($c \rightarrow \infty$) $N_a = N_b = 2\pi$, $N_c = 0$.

Для образцов цилиндрической формы, конечной высоты, намагничиваемых вдоль оси цилиндра, совпадающей с осью c , $N_a = N_b = 0$ а $N = N_c$ можно считать зависящим только от отношения длины образца l к его диаметру d . Чем больше это отношение l/d , тем меньше N . В Табл.1 приведены значения размагничивающего фактора N для цилиндрических образцов с различными отношениями длины к диаметру.

Таблица 1. Значения размагничивающего фактора для цилиндрического образца с различным соотношением длины к диаметру.

l/d	N
10	0.255
20	0.0898
25	0.0628
30	0.0460
40	0.0274
50	0.0183
60	0.0131
80	0.0082
100	0.0078

§ 2. Молекулярное поле Вейсса. Температура Кюри. Температурная зависимость намагниченности ферромагнетиков

Основной вопрос теории ферромагнетизма - это выяснение природы тех взаимодействий, которые приводят к появлению спонтанной намагниченности. Формально многие особенности магнитного упорядочивания можно описать с помощью введения молекулярного поля, или поля Вейсса

Самопроизвольная (спонтанная) намагниченность ферромагнитных тел, существующая в отсутствие внешнего поля, объясняется в теории Вейсса тем, что на каждый магнитный момент действует внутреннее (молекулярное) поле H_m , создаваемое окружающими магнитными моментами, и пропорциональное намагниченности:

$$\vec{H}_m = \omega \vec{I}, \quad (2.1)$$

где ω - коэффициент молекулярного поля.

Рассмотрим изменение намагниченности при повышении температуры T . При $T=0$ образец находится в состоянии насыщения, благодаря наличию обменного взаимодействия между магнитными моментами, все атомные магнитные моменты выстроены вдоль одного направления и намагниченность образца равна:

$$I = nM, \quad (2.2)$$

где n - концентрация атомов в единице объема магнетика, M - магнитный момент одного атома, величина которого дается формулой:

$$M = gJ\mu_B, \quad (2.3)$$

здесь g - фактор Ландэ, J - момент импульса атома, μ_B - магнетон Бора.

При постепенном повышении температуры хаотическое тепловое движение магнитных моментов приводит к тому, что параллельность магнитных моментов нарушается. С повышением температуры намагниченность будет уменьшаться все быстрее и быстрее. При достижении определенной температуры, когда энергия теплового движения становится сравнима с энергией обменного взаимодействия, тепловое движение окончательно разрушит магнитный порядок, и ферромагнетик перейдет в парамагнитное состояние. Температура T_C , при которой происходит этот переход, называется температурой Кюри. Эта область температур характеризуется изменением как магнитных, так и немагнитных свойств ферромагнетика. Магнитная восприимчивость и теплоемкость ферромагнетика имеют расхожимость (резкий максимум при измерениях) при $T=T_C$. Так как эти величины являются производными второго порядка от термодинамических потенциалов таких как внутренняя энергия, свободная энергия Гиббса и пр., то по классификации Ландау переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние является фазовым переходом II-го рода. При переходе через точку Кюри также резко возрастает

электросопротивление. В парамагнитной области температурная зависимость восприимчивости починается закону Кюри-Вейсса:

$$\chi_{\text{дифф}} = \frac{dI}{dH} = \frac{C}{T - \Theta}, \quad (2.4)$$

где C - постоянная Кюри-Вейсса.

Чем сильнее молекулярное поле, тем труднее тепловому движению разрушить создаваемый им магнитный порядок, тем большая температура для этого потребуется. Таким образом, температура Кюри может служить мерой величины коэффициента молекулярного поля:

$$\omega = \frac{3Jk_B\Theta}{(J+1)nM^2}, \quad (2.5)$$

где k_B - постоянная Больцмана, J - полный механический момент атома, M - его магнитный момент. Из формул (2.2.-2.5) получим выражение для оценки молекулярного поля:

$$H_m = \frac{3k_B\Theta J}{(J+1)M} = \frac{3k_B\Theta}{g\mu_B(J+1)}, \quad (2.6)$$

Можно убедиться, что молекулярное поле внутри ферромагнитного образца гораздо больше, чем его поле насыщения, и значительно превышает магнитные поля, достижимые на сегодняшний день.

Введенное Вейссом феноменологическим образом молекулярное поле физически должно быть связано с взаимодействиями между отдельными магнитными моментами частиц среды. Причем, чтобы приводить к магнитному упорядочению, эти взаимодействия должны зависеть от относительной ориентации магнитных моментов взаимодействующих частиц.

В классической физике известно одно такое взаимодействие – это магнитное дипольное взаимодействие (то самое, которое заставляет магнитные стрелки определенным образом ориентироваться друг относительно друга). Энергия такого взаимодействия по порядку величины пропорциональна произведению взаимодействующих моментов и обратно пропорциональна кубу расстояния между ними. Для оценки энергии такого взаимодействия в качестве магнитных моментов возьмем электронные магнитные моменты (магнетон Бора μ_B), а в качестве расстояния между ними - постоянную решетки кристалла $a \sim 10^{-8}$ см, тогда для энергии магнитного дипольного взаимодействия получим $W_{\text{дип}} \sim (\mu_B^2/a^3) \sim 10^{-16}$ эрг. Эта оценка показывает, что при температурах порядка единиц кельвинов ($T \sim 1$ К), отвечающих тепловой энергии $k_B T \sim 10^{-16}$ эрг, порядок в магнитной

подсистеме может быть разрушен. То есть критические температуры (температуры Кюри) для ферромагнетиков в этом случае должны были бы быть ниже 1 К. Для типичных же ферромагнетиков (Fe, Co, Ni) критические температуры порядка 10^3 К.

Среди классических взаимодействий имеется только одно взаимодействие, способное обеспечить такие высокие критические температуры. Это электростатическое взаимодействие заряженных частиц. Его энергия пропорциональна произведению зарядов и обратно пропорциональна расстоянию между ними. Для электронов в твердом теле это дает $W_{э-э} \sim (e^2/a) \sim 10^{-11}$ эрг, что соответствует температурам порядка 10^5 К. Однако в классической физике электростатическое взаимодействие не зависит от направления их магнитных моментов и не может приводить к их упорядочению. Только в квантовой физике было показано, что вследствие квантовомеханической неразличимости частиц электростатическое взаимодействие может привести к так называемому обменному взаимодействию. Это обменное взаимодействие оказывается зависящим от направления собственных механических моментов (спинов) взаимодействующих электронов. Поскольку со спинами электронов однозначно связаны их магнитные моменты, то обменное взаимодействие будет зависеть от взаимной ориентации магнитных моментов электронов. А так как энергия этого взаимодействия – это часть энергии электростатического взаимодействия, то такое взаимодействие может обеспечить необходимые критические температуры. Таким образом, физической причиной магнитного упорядочения фактически во всех известных магнитоупорядоченных средах является обменное взаимодействие, имеющее квантовомеханическую природу.

В этом смысле введенное Вейссом молекулярное поле в действительности не является магнитным полем – по физической природе оно связано с электростатическим взаимодействием, точнее с его квантовомеханической обменной частью. Само явление магнитного упорядочения является, таким образом, квантовым явлением. Для существования прямого обменного взаимодействия необходимо перекрытие электронных орбит соседних атомов. Если такого перекрытия не будет, то прямого обменного взаимодействия тоже не будет. Но, так как в металлах имеются электроны проводимости, которые могут привести к возникновению так называемого косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости, а в неметаллических соединениях (например, оксидных ферромагнетиках) косвенное обменное взаимодействие может осуществляться через немагнитные ионы, например кислорода. В этом случае оно обеспечивается перекрытием электронных орбит магнитных и соседствующих с ними немагнитных ионов.

Теперь рассмотрим температурную зависимость намагниченности в слабых магнитных полях, где в процессе намагничивания преобладают процессы обратимого смещения доменных границ. Это соответствует I участку кривой намагничивания (см. рис.1). При увеличении температуры намагниченность увеличивается и при приближении к точке Кюри она возрастает до максимального значения, а затем вблизи точки Кюри обращается в ноль. Это явление называется *эффектом Гопкинсона*. В слабых полях тепловое движение при увеличении температуры "разбалтывает" магнитные моменты (увеличивает амплитуду тепловых флуктуаций) и облегчает их ориентацию вдоль направления внешнего поля H_e , что повышает намагниченность при увеличении температуры до достижения точки Кюри, когда движение моментов становится полностью хаотичным, и намагниченность исчезает.

При переходе к более сильным полям максимум на кривой $I(T)$ постепенно пропадает. В окрестности температуры Кюри T_C резкий спад намагниченности наблюдается при любых полях. Так как внешнее магнитное поле способствует упорядочиванию магнитных моментов, то в сильных полях температура, при которой разрушается магнитный порядок, будет тем выше, чем сильнее поле. Поэтому, если мы хотим определить истинную температуру Кюри вещества, необходимо провести линейную экстраполяцию на наиболее резком участке $I(T)$ до пересечения с осью T .

§3. Магнитометрический метод

Астатический магнитометр предназначен для измерения намагниченности. С помощью этих измерений можно построить кривую намагничивания, петлю гистерезиса и определить коэрцитивную силу, остаточную намагниченность и др. Дополнительные приспособления позволяют производить измерения магнитных свойств образцов, находящихся под нагрузкой для определения магнитоупругих характеристик, а также температурную зависимость магнитных свойств.

Принцип действия астатического магнитометра.

Принцип действия астатического магнитометра основан на магнитном взаимодействии исследуемого образца и так называемой астатической пары. Астатическая пара состоит из двух одинаковых магнитных стрелок, изготовляемых в виде стержней из высококоэрцитивных ферромагнетиков (Рис. 3). Магнитные стрелки укрепляются на одной оси в специальном латунном держателе так, что северный полюс нижней стрелки находится под южным полюсом верхней и наоборот. Сам держатель подвешивается на

тонкой вольфрамовой нити в деревянном футляре. Диаметр нити выбирается в зависимости от требуемой чувствительности: чем тоньше нить, тем больше чувствительность. Конец держателя для успокоения погружается в масло. В середине держателя закреплено зеркальце. Луч света от осветителя, отражаясь от зеркальца, попадает на шкалу. Перемещение светового «зайчика» по шкале позволяет фиксировать угол поворота астатической пары. В однородном магнитном поле, в частности, в магнитном поле Земли, астатическая пара, как легко видеть, при *любом* положении стрелок в пространстве будет находиться в равновесии. Это резко снижает помехи от удаленных источников магнитных полей. На Рис.3 изображены астатическая пара и намагниченный образец. Разложим вектор магнитного поля, создаваемого образцом, на вертикальную и горизонтальную составляющие. Очевидно, что \vec{H}_v - вертикальная составляющая поля образца - не вызовет поворота астатической пары вокруг оси, проходящей через центры магнитных стрелок. Поворот будет вызываться лишь горизонтальной составляющей магнитного поля \vec{H}_g . Пусть \vec{M}_0 - магнитный момент стрелки. Величина механического момента \vec{N} пары сил, действующий со стороны поля \vec{H} образца на стрелку и вызывающего поворот астатической пары, равна:

$$|\vec{N}| = |\vec{M}_0 \times \vec{H}| = M_0 \cdot H_g \cdot \sin \alpha, \quad (3.1)$$

где α - угол между направлением горизонтальной составляющей H_g магнитного поля образца в месте расположения стрелки и направлением магнитного момента стрелки. Из Рис.3 видно, что моменты сил, действующих со стороны образца на обе стрелки, направлены одинаково и результирующий момент равен их сумме.

§ 4. Магнитометрическая установка

Общий вид магнитометрической установки изображен на Рис. 4. Между двумя одинаковыми намагничивающими катушками L_1 расположен сам магнитометр. В его верхней части укреплен регулировочный винт, с помощью которого можно менять направление стрелок астатической пары в пространстве. Футляр магнитометра служит для защиты астатической пары от воздушных течений.

Катушки L_1 включаются в цепь так, чтобы в месте расположения астатической пары компенсировались горизонтальные составляющие магнитных полей обеих катушек. Компенсация проверяется коммутацией тока, пропускаемого через катушки: если при включении тока световой «зайчик» не отклоняется заметно от нулевого положения, то компенсация достигнута. При отклонениях от нулевого положения компенсация достигается перемещением катушек. Для этого катушки L_1 укрепляются на салазках и с

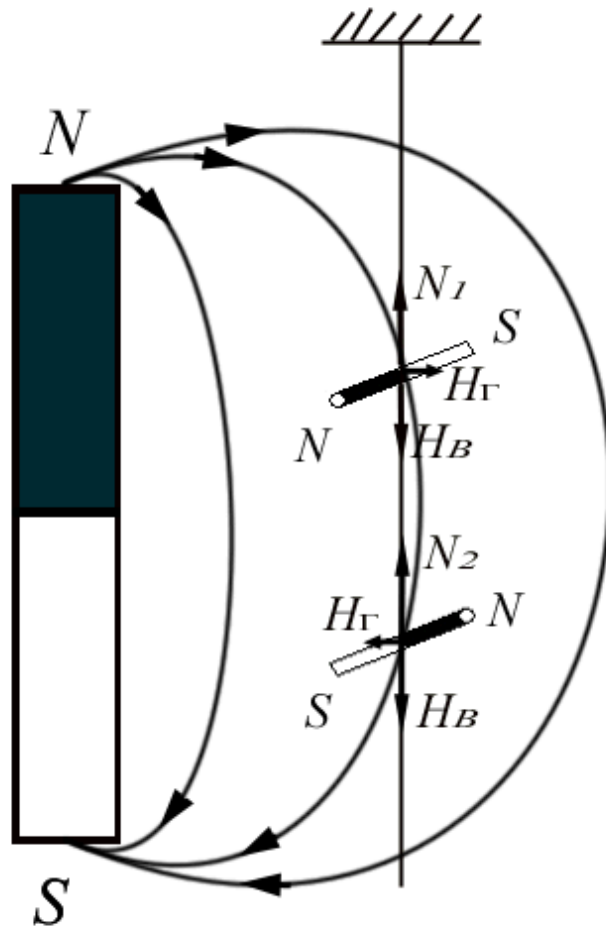


Рис.3. Взаимодействие астатической пары с магнитным полем образца.

помощью вращения рукоятки могут перемещаться друг относительно друга. При точных измерениях необходимо скомпенсировать действие на образец вертикальной составляющей поля Земли (поскольку это приводит к намагничиванию образца даже при нулевом токе через намагничивающую катушку). Для компенсации вертикальной составляющей поля Земли на каркасах намагничивающих катушек наматываются однослойные соленоиды L_2 (Рис. 4), через которые пропускается ток такой величины, чтобы его магнитное поле компенсировало в объеме катушки вертикальную составляющую магнитного поля Земли, равную приблизительно 0,5 Э. Зная постоянную этой катушки k нетрудно рассчитать силу тока J , необходимую для этой компенсации, используя соотношение:

$$H = k \cdot J \quad (4.1)$$

Кроме того, необходимо компенсировать вертикальные составляющие «паразитных» магнитных полей, т. е. магнитных полей, создаваемых сердечниками электромагнитов, ферромагнитными частями электроизмерительных приборов и т.д. На практике обычно поступают следующим образом: в однослойных соленоидах L_2 , предназначенных для компенсации земного магнетизма, устанавливают ток, соответствующий полю 0,5 Э (приблизительная величина вертикальной составляющей магнитного поля Земли), и пробуют размагнитить образец. Если размагнитить образец не удастся, то несколько изменяют величину тока через однослойные соленоиды L_2 , подбирая такое значение и направление тока, при котором операция размагничивания образца приводит к возвращению светового «зайчика» магнитометра в нулевое положение.

Чтобы максимально исключить влияние предыдущего состояния вещества на измеряемую величину намагниченности, необходимо проводить магнитную стабилизацию образца перед каждым измерением. Она состоит в том, что направление внешнего поля несколько раз изменяют на противоположное.

Измерения на магнитометре производятся так называемым нулевым методом. Отклонение светового «зайчика», вызванное влиянием магнитного поля образца на астатическую пару, сводится на нуль магнитным полем компенсирующего соленоида D (см. Рис.4), прикрепляемого обычно к футляру магнитометра. Измеряя силу тока через этот соленоид, можно вычислить величину I намагниченности образца. Определяя силу тока J_2 через намагничивающую катушку L_2 (см. Рис.4) и зная постоянную K_2 этой катушки, можно определить величину внешнего магнитного поля H_e , (см. формулу 4.1), что позволяет построить зависимость намагниченности образца от внешнего поля $I = f(H_e)$.

В общем случае кривая $I = f(H_e)$ не может служить характеристикой вещества, из которого изготовлен образец, так как характер этой кривой зависит от формы образца. Чтобы получить истинную кривую намагничивания, характеризующую вещество, из которого изготовлен образец, необходимо было бы измерить зависимость намагниченности I от величины истинного поля внутри образца H_i . Однако, получить экспериментально эту зависимость возможно только для образцов, имеющих форму тороида или для бесконечно длинных цилиндров. Для образцов другой формы в кривые намагничивания необходимо внести поправку на форму образца:

$$H_i = H_e - NI, \quad (4.2)$$

где N - размагничивающий фактор образца (подробнее смотри § 2).

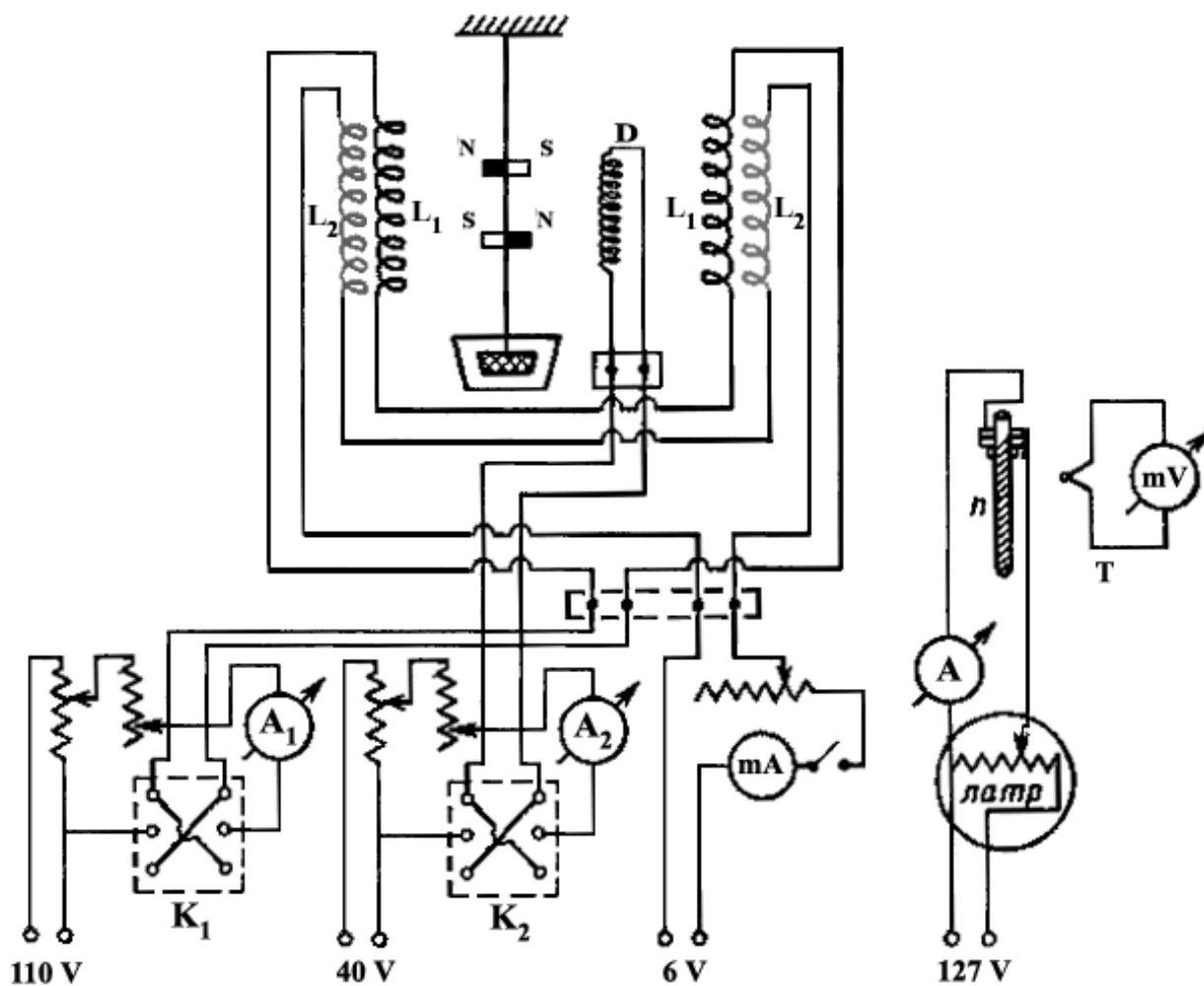


Рис.4. Схема магнитометрической установки.

L_1 - намагничивающие катушки - в цепи 110В, ключ K_1 и амперметр A_1 ,
 L_2 - однослойные катушки (на том же каркасе) для компенсации вертикальной составляющей поля Земли и других паразитных полей в цепи 6В, и миллиамперметр,

D – компенсирующий соленоид, расположен на футляре магнитометра для измерения нулевым методом, в цепи 40В, ключ K_2 и амперметр A_2 ,

отдельно справа показана схема включения печи с термопарой T с образцом n .

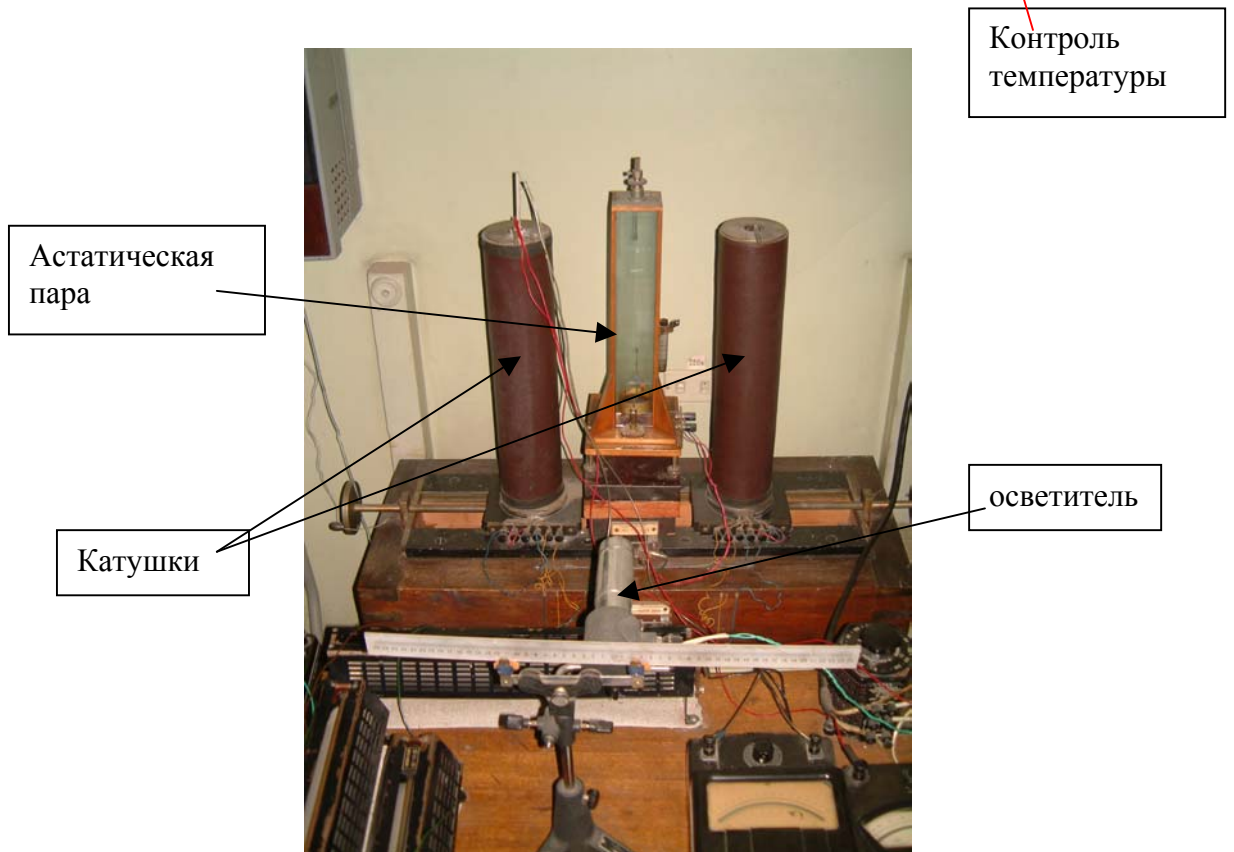


Рис.5. Общий вид магнитометрической установки.

Необходимо различать *баллистический и магнитометрический размагничивающие факторы*. Их различие обусловлено разными методами измерения намагниченности. При баллистических измерениях определяется намагниченность в средней части образца. При магнитометрических измерениях определяется средняя по объему намагниченность. Т.к. при намагничивании цилиндрического образца в однородном внешнем поле, поле внутри образца неоднородно, то намагниченность имеет наибольшее значение в середине образца. Поэтому значение намагниченности I , измеренное баллистическим методом, всегда больше, чем намагниченность, измеренная магнитометрически при тех же значениях внешнего магнитного поля. Соответственно, баллистический размагничивающий фактор N_b всегда меньше магнитометрического N_m . Для образцов эллипсоидальной формы, которые в однородном магнитном поле намагничиваются однородно, это различие пропадает. В таблице 1 приведены значения магнитометрического размагничивающего фактора для цилиндрических образцов с различными отношениями длины к диаметру.

На магнитометрической установке легко и быстро можно проводить измерения таких важных магнитных характеристик образца, как остаточная намагниченность I_r и коэрцитивная сила H_c . Сначала исследуемый образец помещают в одну из намагничивающих катушек, далее намагничивают до насыщения, после чего магнитное поле уменьшают до нуля. Если остаточная намагниченность не равна нулю, то световой «зайчик» отклонится на некоторый угол (тем больший, чем больше остаточная намагниченность). Пропуская через компенсирующий соленоид D ток, чтобы свести на нуль это отклонение, можно определить I_r . Для определения величины коэрцитивной силы H_c , через намагничивающую катушку L_2 пропускается ток такой величины, чтобы световой «зайчик» вернулся к нулевому положению. Соответствующее этому току поле и дает величину коэрцитивной силы образца.

Кроме того, на этой, же установке можно определять и точки магнитной компенсации ферромагнетиков.

§ 5. Градуировка магнитометра

Для сопоставления значениям тока в соленоиде D намагниченности образца необходимо провести градуировку магнитометра. Для этого в левую намагничивающую катушку L_1 на место образца помещается градуировочная катушка с известным числом витков и известной площадью поперечного сечения S . Магнитный момент такого соленоида вычисляется по формуле

$$M_{cp} = 0,1SnJ_{cp}, \quad (5.1)$$

где $M_{гр}$ - магнитный момент градуировочной катушки, $J_{гр}$ - сила тока, протекающего через катушку, n - число витков, S - площадь поперечного сечения, см².

Магнитное поле градуировочной катушки вызовет поворот аstaticеской пары на некоторый угол. Пропуская ток через компенсирующий соленоид D возвращаем световой зайчик в исходное положение, т.е. в месте расположения аstaticеской пары компенсируем горизонтальную составляющую магнитного поля градуировочной катушки. Для большей точности градуировки магнитометра необходимо провести несколько измерений при различных значениях тока через градуировочную катушку и брать среднее значение из полученных результатов.

Магнитный момент компенсирующего соленоида $M'_{комп}$ будет пропорционален протекающему через него току $J'_{комп}$:

$$M'_{комп} = c \cdot J'_{комп}, \quad (5.2)$$

где c - постоянная величина для данного соленоида. Если M – магнитный момент исследуемого образца, а $J_{комп}$ - сила тока через соленоид D , при котором M компенсируется, то имеет место следующее соотношение:

$$M = \frac{M_{гр} \cdot M_{комп}}{M'_{комп}}, \quad (5.3)$$

где $M_{гр}$ - магнитный момент градуировочной катушки;

$M_{комп}$ - магнитный момент соленоида (равный $c \cdot J_{комп}$), компенсирующий действие

$M'_{комп}$ - магнитный момент соленоида (равный $c \cdot J'_{комп}$), компенсирующий действие магнитного момента градуировочной катушки.

Так как намагниченность I равна отношению магнитного момента к объему V образца окончательно получим:

$$I = \frac{M}{V} = \frac{0.1 \cdot S \cdot n \cdot I_{гр}}{V \cdot I'_{комп}} I_{комп} \quad (5.4)$$

В данной задаче используется градуировочная катушка с диаметром $d=1.38$ см, числом витков $n=600$.

§ 6. Задание

Упражнение 1. Измерение кривой намагничивания ферромагнетиков в слабых и средних магнитных полях

1. Изучить схему установки. Скомпенсировать действие вертикальной составляющей магнитного поля земли на образец. Ток через катушку L_2 необходимый для такой компенсации, определяется по формуле (2.1) (при $k = 5$ Э/А). Провести градуировку магнитометра. Поместить образец в одну из намагничивающих катушек и размагнитить его. Размагничивание следует проводить коммутацией постоянного тока с плавным уменьшением его величины от максимального до нуля. Полного размагничивания можно достигнуть лишь при полной компенсации вертикальной составляющей поля Земли, а также «паразитных» магнитных полей.

2. Для образца никеля в форме цилиндра длиной $l=14,39$ см и диаметром $d=0,39$ см получить зависимость $I = f(H_e)$. Измерения проводятся в области магнитных полей от нуля до 10Э с интервалом в 1Э . Пользуясь формулой (2.2) построить (на том же графике) истинную кривую намагничивания. Значения размагничивающего фактора взять из Табл.1. Построить зависимость восприимчивости от истинного намагничивающего поля.

Во время измерений при каждом значении намагничивающего поля (рассчитываемого из условия $H=k_2J$ (k_2 - постоянная намагничивающей катушки, равная 60 Э/А, J - сила тока, А), необходимо проводить магнитную стабилизацию образца – 5-6 раз менять направление поля с помощью коммутатора. После этого провести измерение намагниченности образца в данном внешнем поле, т.е. определить величину силы тока в компенсирующем соленоиде, при котором сводится на нуль отклонение астатической пары магнитометра, вызванное намагниченностью образца. Чтобы получить намагниченность образца в абсолютных единицах (т.е. в гауссах), использовать градуировочные данные магнитометра.

Упражнение 2. Определение точки Кюри ферромагнетика.

1. Размагнитить образец при скомпенсированном магнитном поле Земли. Включить «слабое» магнитное поле $H_e=5\text{Э}$ и медленно нагревать образец. Регулировка тока через обмотку печи проводится с помощью автотрансформатора. Температура образца фиксируется термопарой, скрепленной с исследуемым образцом. Термо-ЭДС измеряется милливольтметром. Для перевода показаний милливольтметра в градусы шкалы Цельсия использовать градуировочный график. Отклонение светового зайчика, пропорциональное

намагниченности образца, фиксируется через каждые 20°C . В области быстрого нарастания и спада кривой нужно снять как можно больше точек, чтобы получить возможно более точное положение максимума намагниченности.

2. Прodelать то же самое для «сильного» магнитного поля $H_e=25-30$ Э.

3. Температуру Кюри определять в первом случае по максимуму на кривой $I=f(T)$, во втором - по наиболее резкому спаду намагниченности. По формуле (2.6) оценить значение молекулярного поля Вейсса (у никеля $g=5/4$, $J=4$).

Примечание. В данном упражнении нет надобности в знании абсолютной величины намагниченности, т. е. градуировку магнитометра можно не проводить.

4. Составить отчет, в котором представить график, где по оси ординат отложить значение намагниченности в слабом и сильном магнитном поле, а по оси абсцисс температуру T . Обозначить значения температуры Кюри, полученные по двум зависимостям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971, с. 385—392, 714—718, 724—736.
2. Белов К.П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах. М.: ГИТТЛ, 1951, гл. 1.
3. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. 2 тома. Изд-во Мир, 1983, 1987.
4. Чечерников В.И. Магнитные измерения. Изд. 1-е. М.: Изд-во МГУ, 1963, с. 63—68; изд. 2-е, 1969, с. 86—94