
ФЕРРИТЫ
ВВЕДЕНИЕ.

Большинство ионов имеют полностью заполненные электронные оболочки, магнитный момент которых равен нулю, несмотря на то, что отдельный электрон в атоме имеет и орбитальный и спиновый магнитные моменты. Однако, существуют ионы с оболочками, заполненными лишь частично. Это прежде всего ионы группы железа: Ti^{3+} , V^{3+} , Cr^{3+} , Mn^{3+} , Fe^{3+} , Fe^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , Cu^{2+} , а также редкоземельные ионы и ионы некоторых других групп периодической системы элементов. Такие ионы называются парамагнитными. В отдельно взятом ионе магнитный момент представляет собой векторную сумму орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов, но в кристалле взаимодействие парамагнитного иона с соседними (не обязательно парамагнитными) ионами приводит к частичному подавлению или, как иначе говорят, замораживанию орбитальных магнитных моментов, и полный магнитный момент иона часто бывает близок к сумме спиновых магнитных моментов отдельных электронов.

При достаточно низких температурах взаимодействие между парамагнитными ионами приводит к упорядоченной ориентации их магнитных моментов. Однако, это взаимодействие не есть взаимодействие магнитных моментов, которое хотя и существует, но слишком мало по величине. Гораздо более сильным является обменное взаимодействие, которое не связано с наличием магнитных моментов. Обменное взаимодействие приводит к упорядочиванию спиновых моментов количества движения или, как обычно говорят, к упорядочиванию спинов. Магнитные же моменты упорядочиваются постольку, поскольку их направления жестко связаны с направлениями спинов.

В большинстве случаев обменное взаимодействие между парамагнитными ионами может быть описано гамильтонианом* Гейзенберга (впервые его получил Дирак).

$$\hat{H} = -2J\hat{S}_i\hat{S}_k \quad (1)$$

*Для системы со связями, явно не зависящими от времени, движущейся в стационарном силовом поле, гамильтониан есть сумма кинетической и потенциальной энергии, являющейся функцией координат и импульсов. Гамильтониан в квантовой механике есть оператор, получающийся из обычного гамильтониана заменой всех импульсов, на $i\hbar\nabla$, где \hbar - постоянная Планка, а ∇ - градиент.

где \hat{S}_i и \hat{S}_k операторы спинов ионов, пронумерованных значками i и k соответственно, а J - так называемая константа обменного взаимодействия. Пользуясь явным видом гамильтониана (1) и уравнением Шредингера

$$\hat{H}\Psi = E\Psi \quad (2)$$

где E - энергия, а Ψ - волновая функция, можно найти систему уровней энергии для произвольного спина (напомним, что спин может принимать лишь целые и полуцелые значения; максимальное значение спина для ионов группы железа есть $5/2$). Методы решения уравнения Шредингера рассматриваются в курсе квантовой механики, поэтому здесь мы приведем без вывода систему уравнений энергии для спинов $1/2$ и 1 , спин обозначается буквой s .

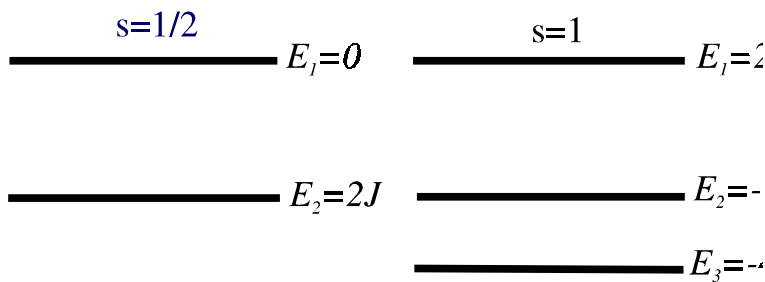


Рис.1

Если $J < 0$, то порядок расположения уровней на рис.1 естественно меняется.

Для $s = 1/2$ уровень E_1 соответствует антипараллельному расположению спинов,

а уровень E_2 - параллельному. При достаточно низкой температуре $\Delta E = |E_1 - E_2| \gg kT$ заселенным будет только нижний уровень, т.е. при $J > 0$ все спины, а соответственно и магнитные моменты будут расположены антипараллельно, а при $J < 0$ все соседние спины будут расположены антипараллельно (правда, это возможно лишь в том случае, если ближайшие соседи одного парамагнитного иона не являются ближайшими соседями друг друга).

Остановимся теперь несколько подробнее на физической сущности обменного взаимодействия. Представим себе два парамагнитных иона. Распределение электронной плотности вокруг каждого из них описывается какими-то волновыми функциями. При сближении ионов происходит изменение распределения электронной плотности, вызванное:

1) обычным кулоновским отталкиванием электронных оболочек;

2) принципом Паули, согласно которому два электрона, с одинаково направленными спинами не могут находиться в окрестности одной точки пространства (ясно, что принцип Паули начинает себя проявлять лишь при перекрытии электронных оболочек ионов между собой). Энергия взаимодействия зависит от распределения электронной плотности, поэтому

через принцип Паули она зависит и от взаимного расположения спинов. Обменная энергия как раз и включает в себя эту часть взаимодействия. Конкретный расчет величины J представляет сложную квантовомеханическую задачу, для решения которой необходимо знать волновые функции парамагнитных ионов в кристалле.

В настоящее время волновые функции свободных ионов вычисляются на электронно-вычислительных машинах и публикуются, однако в кристалле электронные оболочки значительно деформированы и учет этого факта приходится проводить различными приближенными методами. В ферритах расчет осложняется еще и тем, что парамагнитные ионы взаимодействуют не непосредственно друг с другом, а через промежуточные непарамагнитные ионы (обычно ионы кислорода, реже фтора и др.). Заметим, что знак константы J получается отрицательным, если три иона - два парамагнитных и находящийся между ними непарамагнитный ион - расположены хотя бы на одной линии.

Как уже говорилось выше, при $J > 0$ все магнитные моменты стремятся расположиться параллельно. Такие вещества называются ферромагнетиками. При $J < 0$ магнитные моменты стремятся расположиться антипараллельно. Если магнитные моменты всех ионов одинаковы и ближайшие друг к другу ионы ориентируются строго антипараллельно, то такие вещества называются антиферромагнетиками. Магнитный момент достаточно большого объема вещества оказывается при этом практически равен нулю. Если вещество содержит парамагнитные ионы разного сорта, т.е. с разными магнитными моментами, то даже при антипараллельном расположении разных магнитных моментов образец в целом имеет ненулевой магнитный момент. Такие вещества называются ферромагнетиками или ферритами. Однако, существуют и другие классы

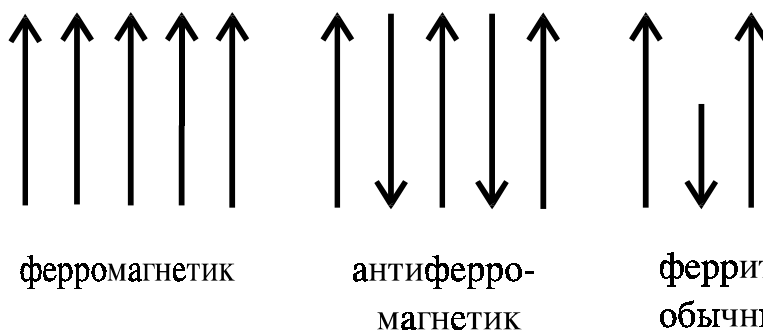


Рис.2

ферритов. Из них наиболее распространены неколлинеарные антиферромагнетики (иначе их еще называют слабыми ферромагнетиками), в которых одинаковые магнитные моменты располагаются не строго

антипараллельно при $J < 0$. Это происходит потому, что действительное обменное взаимодействие описывается гамильтонианом (1) лишь приближенно. Различные способы упорядочивания иллюстрируются на одномерной модели на рис.2.

§1. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ФЕРРИТОВ

Ферриты различаются между собой не только по способу упорядочивания магнитных моментов, но и по своему химическому составу и кристаллической структуре. Наиболее известны ферриты со структурой минерала шпинели (обычная шпинель $MgAl_2O_4$ не является ферритом, так как не содержит парамагнитных ионов); химическая формула простых ферритов записывается так: $MeFe_2O_4$, где Me - двухвалентный металлический ион с ионным радиусом $0,6 \div 0,9 \text{ \AA}$, ионы же железа трехвалентны. В качестве иона Me выступают двухвалентные ионы группы железа (в том числе и ион Fe^{2+} ; соответствующий феррит $Fe^{2+}Fe_2^{3+}O_4$ или просто Fe_3O_4 называется ферроферритом или магнетитом), Zr , Mg и др. В сложных ферритах в качестве иона Me могут входить разные металлы. Например, вместо двух двухвалентных ионов (тогда формулу надо написать так: $Me_2Fe_4O_8$) могут входить один одновалентный и один трехвалентный ионы. Такой состав у литиевой шпинели $LiFeFe_4O_8$ обычно эту формулу записывают так: $Li_{0,5}Fe_{2,5}O_4$ *. Кроме того, некоторые ферриты представляют собой твердые растворы разного типа шпинелей, например, литиевой и аналогичной ей натриевой.

В элементарную ячейку шпинели входят 8 формульных единиц (8 ионов Mg , 16 ионов Al , 32 иона кислорода). Ячейка кубическая, однако внутреннее ее строение сложно (рис.3). Основной каркас кристалла составляют ионы кислорода (рис.4). Между слоями имеются небольшие пустоты, внутри которых могут находиться маленькие положительные ионы (ионные радиусы $O^{2-} - 1,36 \text{ \AA}$, $Mg^{2+} - 0,74 \text{ \AA}$, $Al^{3+} - 0,57 \text{ \AA}$)**. Некоторые пустоты образованы четырьмя отрицательными ионами (рис.5а), составляющими тетраэдр, другие - шестью ионами (рис.5б), составляющими октаэдр.

*Произвольность написания формул связана с тем, что в ионных кристаллах невозможно выделить молекулу; в элементарной же ячейке кристалла обычно содержится несколько формульных единиц.

**На самом деле чисто ионных кристаллов не бывает, всегда присутствует хотя бы некоторая примесь ковалентности. Естественно, что размеры ионов при этом меняются.

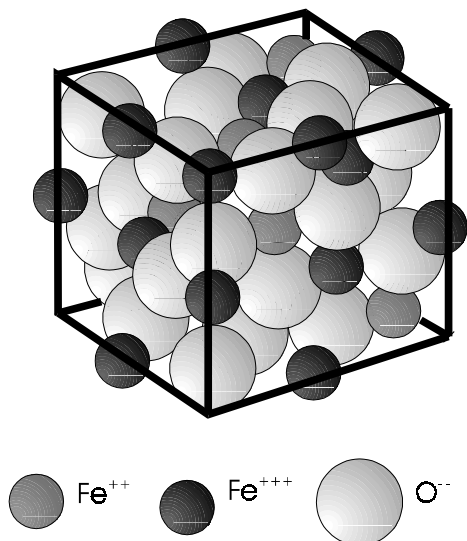


Рис.3

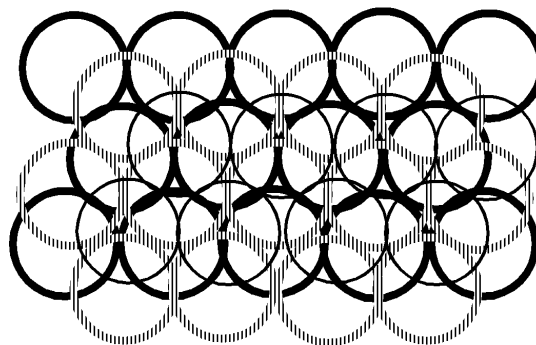


Рис.4.

Кислородный каркас шпинели. Изображено три слоя ионов кислорода, расположенных друг над другом. Четвертый слой повторяет первый, пятый - второй и т.д.

В кубической элементарной ячейке таких пустот очень много: 64 тетраэдрических и 32 октаэдрических. Ясно, что не все пустоты заняты положительными ионами; их всего 24 и они заполняют 8 тетраэдрических и 16 октаэдрических пустот. В большинстве кристаллов слои несколько деформированы, но для нас этот факт существенного значения не имеет.

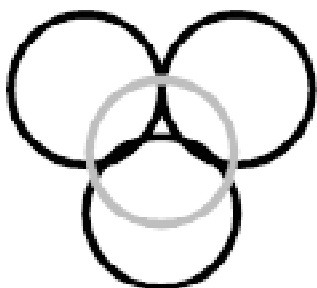


Рис.5а

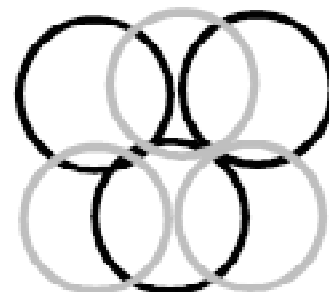


Рис.5б

Как же положительные ионы распределяются по пустоте? Раньше считали, что двухвалентные ионы занимают тетраэдрические пустоты, а трехвалентные - октаэдрические. Именно такое распределение ионов у обычной шпинели $MgAlO_4$. Поэтому и другие шпинели такой структуры получили название нормальных шпинелей. У некоторых же кристаллов 8 двухвалентных ионов занимают 8 октаэдрических пустот, а трехвалентных ионы помещаются в оставшихся 8 тетраэдрических и 8 октаэдрических пустотах. Такие шпинели получили название обращенных. Как правило, распределение двух и трехвалентных ионов по октаэдрическим пустотам - беспорядочное. Однако, есть и исключения, в частности Fe_3O_4 и $Li_{0,5}Fe_{2,5}O_4$.

У литиевой шпинели все 8 тетраэдрических пустот заняты ионами железа, а в октаэдрических узлах ионы располагаются по следующему порядку: 3 иона железа, 1 ион лития, 3 иона железа и т.д.

Другой класс ферритов - гексагональные ферриты. Основной каркас имеет всего два разных слоя ионов кислорода, ибо уже третий слой повторяет первый, а четвертый второй и т.д. Химические формулы гексагональных ферритов разные, например: $BaFe_{12}O_{19}$, $BaMe_2Fe_{12}O_{22}$ (Me - двухвалентный ион) и т.д. В общем случае гексагональные ферриты образованы смешиванием окислов BaO , MeO , Fe_2O_3 в разных пропорциях.

Еще один класс ферритов: ферриты-гранаты, получившие свое название от минерала граната $Mn_3Al_2Si_3O_{12}$. Химическая формула железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$. Вместо трех ионов и трех ионов Si^{4+} входят три иона иттрия Y^{3+} и три иона Fe^{3+} , вместо ионов Al^{3+} также входят трехвалентные ионы железа. В других гранатах ионы иттрия заменены на редкоземельные трехвалентные ионы.

По своему составу на гранаты похожи так называемые ортоферриты. Их общая формула $Me_2O_3Fe_2O_3 = 2MeFeO_3$ (Me - трехвалентный ион иттрия или редкоземельный ион). Структура их проста и представляет несколько искаженный перовскит (перовскит - минерал состава $CaTiO_3$; элементарная ячейка этого минерала кубическая, в центре куба располагается ион титана, в вершинах ионы кальция, в центре граней куба располагаются ионы кислорода).

Технические ферриты - обычно твердые растворы двух или более простых ферритов (очень часто в качестве одной из компонент используют немагнитную цинковую шпинель) и представляют собой спрессованные или спекшиеся порошки.

§2. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ.

В качестве примера рассмотрим, как парамагнитные ионы железа ориентируются в ферроферрите Fe_3O_4 . Оказывается, что ионы, находящиеся в тетраэдрических пустотах имеют одно направление магнитного момента, а ионы Fe^{2+} и Fe^{3+} в октаэдрических пустотах - противоположное. Из этого факта следует, что основным для классификации ионов является не их заряд, а тип пустоты, в которой они находятся. При таком распределении ионов магнитные моменты трехвалентных ионов полностью компенсируют друг друга и магнитный момент макроскопического объема образца определяется суммой магнитных моментов двухвалентных ионов. Наличие макроскопического магнитного момента сближает ферриты с

ферромагнетиками и многие их свойства похожи.*

В достаточно малом монокристалле сферической формы направление магнитного момента единицы объема \vec{M} одинаково по всему образцу, причем это направление совершенно определено для данного сорта кристалла. Дело в том, что магнитные моменты ионов взаимодействуют с окружающими их ионами (здесь существенно взаимодействие с ближайшими моментами, а они обычно не парамагнитны). Электронные орбиты магнитных ионов располагаются так относительно электронных орбит немагнитных ионов, чтобы энергия взаимодействия была минимальной. Это приводит к определенному направлению орбитального момента количества движения и орбитального магнитного момента. Из-за наличия так называемого спин-орбитального взаимодействия спин и спиновой магнитный момент также ориентируются определенным образом. Часть энергии, зависящая от направления магнитного момента относительно кристаллографических осей, получила название энергии кристаллографической магнитной анизотропии E_a . Важно отметить, что эта энергия не меняется при повороте \vec{M} на 180° . В отсутствие внешнего поля магнитные моменты располагаются по направлениям, соответствующим минимумам E_a . Таких направлений может быть одно или несколько. Они получили название легких осей намагничивания**. У кубических кристаллов таких осей три, и они направлены либо по ребрам куба, либо по пространственным диагоналям куба. У гексагональных кристаллов часто имеется всего одна ось легкого намагничивания.

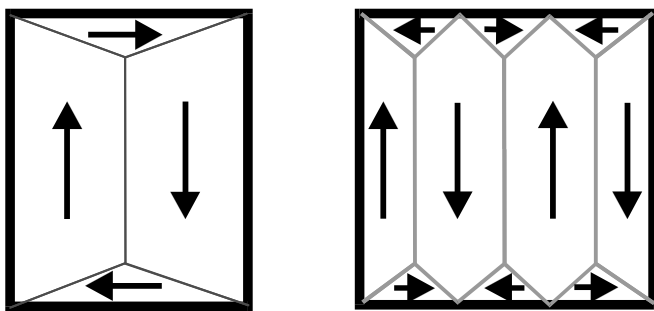


Рис.6

Кроме обменной энергии и энергии кристаллографической магнитной анизотропии существуют и другие виды энергии. В частности энергия, заключенная в магнитном поле, создаваемом намагниченым образцом. Это энергия называется энергией размагничивания

*Не следует однако забывать, что ферромагнетиками обычно являются металлы и сплавы со сравнительно высокой проводимостью; ферриты же относятся к полупроводникам и их проводимость сравнительно невелика ($10^{-2} - 10^{-11}$ см / ом).

**Смысл такого названия будет объяснен ниже.

$$E_{\text{разм}} = \frac{1}{2} NM^2 \quad (3)$$

где N - фактор размагничивания, зависящий от формы образца (для

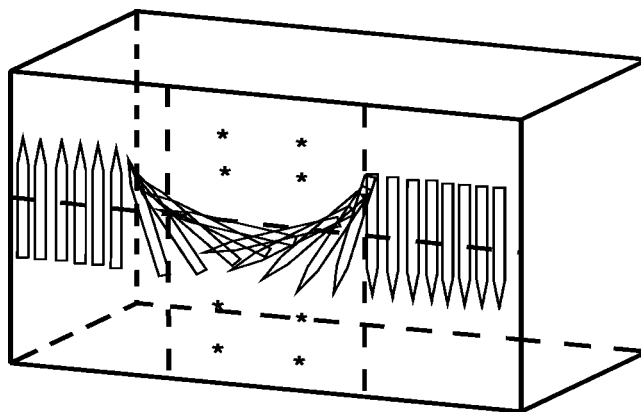


Рис.7

сферы $N = \frac{4}{3}$, для тороида $N = 0$), а M магнитный момент образца.

Стремление этой энергии уменьшиться приводит к разбиению образца на домены. При этом доменная структура оказывается такой, чтобы на границе ферромагнетика (или феррита) по возможности отсутствовали магнитные массы. Чем мельче домены, тем лучше выполняется это требование и тем меньше E размагничивания. Однако, при этом возрастают другие виды энергии, связанные с появлением границ.

Дело в том, что появление резкой границы между доменами приводит к сильному увеличению обменной энергии, ибо на границе соседние магнитные моменты имеют совсем не то относительное направление, какое имеет место внутри домена. Поэтому вместо резкой границы появляется граница размытая. На рис.7 показан один из основных вариантов границы - так называемая стенка Блоха для 180° границы (180° граница появляется на границе двух доменов, отличающихся друг от друга направлением намагниченности на 180° , широко распространены еще 90° границы). Плавное изменение намагниченности приводит к очень небольшому увеличению обменной энергии, но зато увеличивается энергия кристаллографической магнитной анизотропии, так как внутри стенки намагниченность направлена уже не по легкой оси. Толщина стенки оказывается такой, что обеспечивается минимум $E_a + E_{\text{обм}}$; количество же стенок, а соответственно и количество доменов должно быть таким, чтобы минимальна была вся свободная энергия, в которую входит E_a , $E_{\text{обм}}$, $E_{\text{разм}}$, а также энергия магнитоупругой анизотропии, связанная с механической деформацией кристалла под действием магнитного поля. Если присутствует

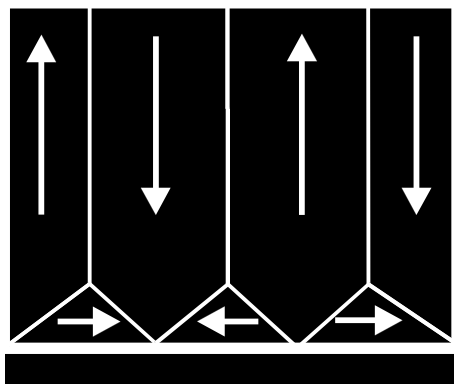


Рис.8

Очевидно, что иметь слишком много доменов невыгодно энергетически. Поэтому очень тонкие пленки могут иметь однодоменную структуру. Линейные размеры доменов в ферромагнетиках $10^{-5} \div 10^{-6}$ см; в ферритах же размер доменов будет больше (тем больше, чем меньше магнитный момент единицы объема). В настоящее время хорошо разработана методика наблюдения доменных структур с помощью так называемых порошковых фигур. На полированную поверхность исследуемого образца наносится суспензия из мелкого ферромагнитного порошка в спирте или керосине. Частицы порошка оседают на границах доменов, очерчивая их форму и положение (рис.8).

Таким образом, в отсутствие внешнего поля образец в целом будет по возможности размагниченым. Число доменов, толщина границ будет определяться выше описанными энергетическими соотношениями. Но конкретное положение границ из энергетических соображений получается неоднозначным и обычно определяется дефектами структуры кристалла.

При наложении внешнего поля \vec{H}_0 (будем считать, что поле направлено по одной из легких осей кристалла) домены с намагниченностью, направленной по полю, будут энергетически более выгодными. Границы начнут смещаться; при этом объем доменов с намагниченностью параллельной \vec{H}_0 увеличивается, а антипараллельной \vec{H}_0 уменьшается. При малых значениях \vec{H}_0 этот процесс носит обратимый характер. Однако, при больших значениях \vec{H}_0 это уже не так. Рассмотрим зависимость энергии от положения границы (рис.9).

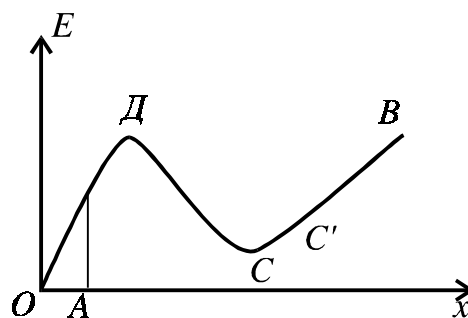


Рис.9

Предположим, что граница в отсутствие \vec{H}_0 расположена в точке 0. При увеличении \vec{H}_0 граница несколько смещается, например в точку А. Выключение \vec{H}_0 , естественно, возвращает границу в нулевую точку. Если в большом поле \vec{H}_0 граница перейдет точку Д, то она уже сама собой переместится дальше, например в точку В, при выключении

поля граница вернется лишь в точку С. Очевидно, что для возврата границы в нулевую точку нужно приложить поле обратного направления и достаточной величины, чтобы преодолеть максимум энергии в точке Д. Таким образом, при больших \vec{H}_0 смещение границ носит необратимый характер, а само смещение иногда происходит очень быстро, при постоянном значении \vec{H}_0 (смещение из Д и В). Такие скачки наблюдались экспериментально.

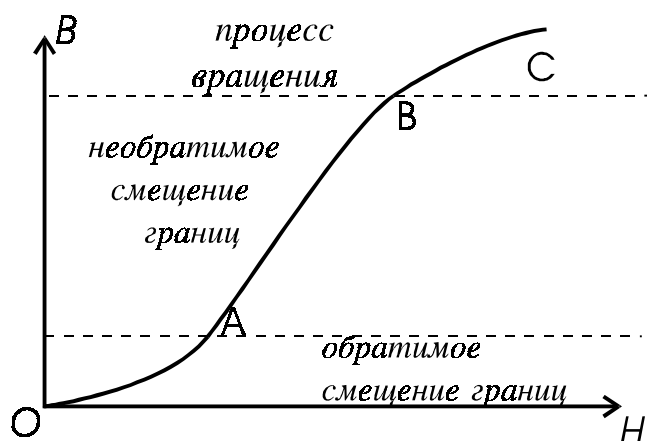


Рис.10

Если \vec{H}_0 направлено по легкой оси намагничивания, то процесс заканчивается, когда энергетически выгодные домены "съедят" невыгодные домены. Если \vec{H}_0 направлено не по легкой оси, то после этого начнется поворот вектора намагниченности от направления легкой оси к направлению \vec{H}_0 . Это так называемый процесс вращения.

Он происходит и в малых полях, но обычно маскируется смещением границ. Очевидно, что насыщение в этом случае возникает при больших значениях \vec{H}_0 , но отсюда и возникло название "ось легкого намагничивания", т.е. ось, вдоль которой достигается насыщение при наложении минимального внешнего магнитного поля. Существует понятие и оси трудного намагничивания. В поликристаллических образцах всегда существуют все три процесса и кривая намагничивания имеет вид, изображенный на рис.10.

Если, доведя образец до насыщения, мы начнем уменьшать внешнее поле, то мы получим другую кривую намагничивания, всем известную петлю гистерезиса. В образцах чистых с хорошей кристаллической структурой, т.е. образцах почти без дефектов, границы передвигаются легко. Петля гистерезиса получается узкая. Это магнитно-мягкие материалы. Наоборот, в образцах с большим количеством дефектов петля получается широкая, это магнитно-жесткие материалы. Основные

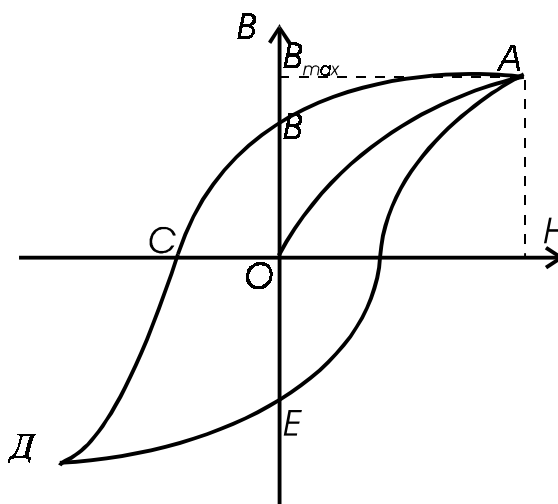


Рис.11

параметры кривой гистерезиса: O_A - индукция насыщения, O_C - коэрцитивная сила; площадь петли определяет потери энергии, затрачиваемые на перемагничивание единицы объема за один цикл.

$$P = \frac{1}{4\pi} S_0 \quad (4)$$

§3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Характеристиками магнитного состояния феррита, так же как и ферромагнетика, являются магнитная индукция B , намагниченность M , относительная магнитная проницаемость μ , магнитная восприимчивость χ , (магнитная восприимчивость может быть объемной, удельной или молярной; мы будем иметь в виду объемную восприимчивость), связанные следующим образом (в системе СИ)

$$B = \mu\mu_0 H$$

$$M = \chi H = \frac{B}{\mu} - H \quad (5)$$

$$\mu = 1 + \chi$$

где μ - есть магнитная проницаемость вакуума, равная $4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ГН}}{\text{м}}$.

Если исследуемый образец имеет произвольную форму, то при помещении его в магнитное поле на его поверхности появляются магнитные массы, которые создают добавочное магнитное поле H' . В общем случае найти это поле H' невозможно и, следовательно, невозможно измерить истинные характеристики вещества. В связи с этим измерения должны проводиться либо на образцах такой формы, которая либо исключает появление магнитных масс, либо позволяет рассчитать поле H' . В первом случае наиболее удобной формой является тороид, во втором - эллипсоид вращения, в частности, шар*. В настоящей работе все образцы имеют форму тороида.

Наиболее удобным, хотя не очень точным, методом изучения магнитных свойств ферритов является осциллографический метод. В нашей лаборатории имеется три установки, использующие этот метод. На рис.12 представлена блок-схема установки 1 и ниже дано ее описание. В установках

*Несколько подробнее о расчете поля H' можно прочитать в работе "Точка Кюри".

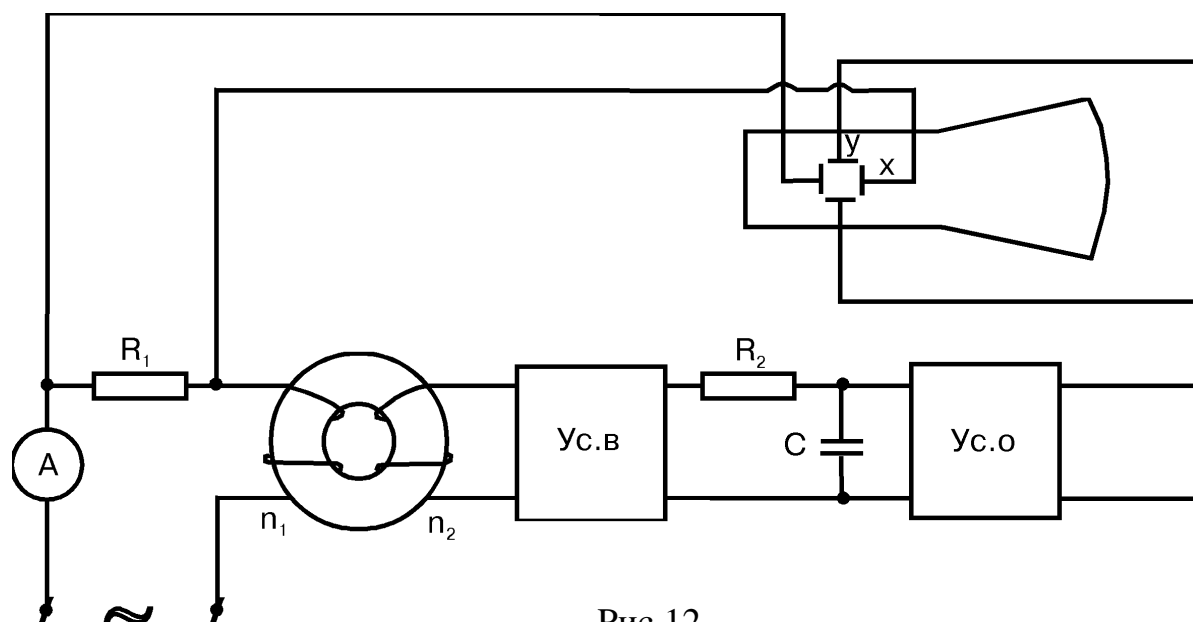


Рис.12

2 и 3 используются приборы, называемые ферротестерами. Их описание дано в §3а. СТУДЕНТЫ, выполняющие работу на установках 2 и 3, могут опустить стр.12-14 настоящего описания.

Первичная обмотка тороида питается через сопротивление R_1 переменным током J_1 (эффективное значение тока) от сети через автотрансформатор. Напряженность магнитного поля в этом случае рассчитывается по следующей формуле:

$$H = \frac{N_1 J_1}{2\pi r_{cp}} * \quad (6)$$

где N_1 - число витков первичной обмотки, а r_{cp} - средний радиус тороида. С сопротивления R_1 снимается напряжение на горизонтальные пластины осциллографа. Полное отклонение луча по горизонтали (независимо от положения ручки "усиление по горизонтали") будет соответствовать значению поля в $2\sqrt{2}H$, так что нетрудно вычислить чувствительность в а/м/мм; величина этой чувствительности уже будет зависеть от положения ручки "усиление по горизонтали". Ясно, что часто крутить эту ручку

*Здесь H и J_1 мгновенные значения поля и тока. Однако амперметр, включенный в цепь первичной обмотки показывает эффективное значение тока. Подставляя показания амперметра в эту формулу мы получаем эффективное значение поля; максимальное же значение поля будет другим $\sqrt{2}H$.

не следует, ибо каждый раз чувствительность придется рассчитывать заново.

Во вторичной обмотке N_2 при изменении индукции в образце возникает ЭДС индукции, равная:

$$E = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = N_2 S \frac{dB}{dt} \quad (7)$$

где N_2 - число витков вторичной обмотки, Φ - поток вектора через поверхность, охватываемую всеми витками вторичной обмотки, S - площадь, охватываемая одним витком (сечение образца). Очевидно, что для измерения S необходимо проинтегрировать E по времени.

Интегрирование может быть выполнено обычной интегрирующей цепочкой (R_2C) при соблюдении условия

$$R_2 \gg \frac{1}{\omega C}, \quad \omega = 2\pi f \quad (8)$$

в нашем случае $f = 50$ гц.

Если усилитель (ус.В) имеет коэффициент усиления K , то напряжение на входе интегрирующей цепочки равно KE . При выполнении (8) ток через R_2 , а, соответственно, и ток через C (J_c) равен $\frac{KE}{R_2}$. Тогда напряжение на

емкости:

$$U_c = \frac{1}{C} \int J_c dt = \frac{K}{CR_2} \int E dt = -\frac{KN_2 S}{CR_2} B \quad (9)$$

Обозначив чувствительность осциллографа по вертикальному каналу через A , получим, что отклонение луча по вертикали равно:

$$l_2 = \frac{KAN_2 S}{CR_2} B \quad (10)$$

Для определения неизвестной величины $\frac{KA}{CR_2}$ на вход схемы можно подать синусоидальное калибровочное напряжение (эффективное значение обозначим $U_{\text{вх}}$). Напряжение на выходе тогда может быть рассчитано по

формуле

$$U_{\text{вых}} = \frac{KU_{\text{вх}}}{2\pi f R_2 C} \quad (11)$$

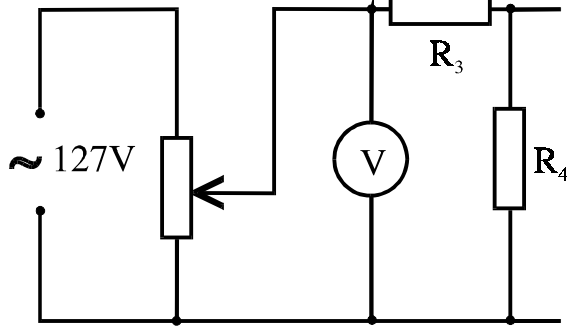


Рис.13

Это напряжение вызовет отклонение луча осциллографа на

$$\text{величину } l'_2 = \frac{\sqrt{2}KA}{2\pi fR_2C} U_{\text{вх}} \quad (12)$$

Схема для получения калибровочного напряжения изображена на рис.13 и $U_{\text{вх}}$ определяется по формуле:

$$U_{\text{вх}} = V \frac{R_4}{R_3 + R_4} \approx V \frac{R_4}{R_3}, R_3 \gg R_4 \quad (13)$$

где V - напряжение, показываемое вольтметром, $R_3 = 2846$ ом, $R_4 = 0,494$

ом. Таким образом,

$$\frac{KA}{R_2C} = \frac{\sqrt{2}\pi l'_2 fR_3}{VR_4} \quad (14)$$

Если под l'_2 подразумевается полное отклонение луча в обе стороны от нулевой линии, то надо пользоваться следующей формулой

$$\frac{KA}{R_2C} = \frac{\pi l'_2 fR_3}{\sqrt{2}VR_4} \quad (15)$$

Опять-таки, при каждом изменении положения ручки "усиление по вертикали" калибровку надо делать заново, но входным делителем пользоваться можно, ибо изменение A при этом будет известно.

Таким образом, на горизонтали пластины осциллографа подается напряжение, пропорциональное H , а на вертикали - пропорциональное B , и на экранах осциллографа наблюдается петля гистерезиса $B = f(H)$.

Меняя ток в первичной обмотке, мы будем получать ряд различных петель гистерезиса. Чтобы построить кривую намагничивания необходимо снять координаты l_{0x} и l_{0y} вершин петель гистерезиса, при различных токах в первичной обмотке, пересчитать их в соответствующие величины H_0 и B_0 и построить график $B_0 = f_1(H_0)$.

Потери энергии на перемагничивание можно определить, подсчитав площадь петли. Практически площадь петли можно вычислить в мм^2 , а затем полученный результат умножить на произведение чувствительностей:

$$P_0 = \frac{1}{4\pi} S_{\text{мм}^2} K_x K_y \quad (16)$$

где P_0 - потеря энергии за один цикл, $S_{\text{мм}^2}$ - площадь петли в мм², K_x - чувствительность по горизонтали в а/м/мм, K_y - чувствительность по вертикали в тл/мм. Потеря энергии в единицу времени естественно будут равны:

$$P = fP_0 \quad (17)$$

f - частота сети 50 гц , т.е. число циклов в 1 сек.

§3а.ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРИТОВ ПРИ ПОМОЩИ ФЕРРОТЕСТЕРА.

Ферротестер используется в работах "ферриты 2" и "ферриты 3"; выполняющим работу "ферриты 1" этот параграф не нужен. Исследование магнитных свойств ферритов на ферротестере основано на следующем принципе: тороидальный образец надевается на стержень, по которому пропускается переменный ток; с двух катушек (одна намотана на образец,

другая - пустая) снимаются напряжения, пропорциональные $\frac{dB}{dt}$ и $\frac{dH}{dt}$; эти

напряжения интегрируются, усиливаются и подаются на вертикальные и горизонтальные пластины электроннолучевой трубки. В результате на экране трубки наблюдаются непосредственно функция $B(H)$. Интегрирование осуществляется цепочкой, состоящей из сопротивления и емкости. Для точного интегрирования постоянная времени $\tau = RC$ этой

цепочки должна быть достаточно велика $\tau \gg \frac{1}{2\pi f}$, где f - частота

переменного тока, протекающего по стержню. В таких условиях интегрирование сопровождается сильным ослаблением сигнала, поэтому ферротестер содержит усилители с большим коэффициентом усиления. Уменьшение усиления (включение одного каскада) повышает стабильность работы ферротестера, поэтому использовать полное усиление без необходимости не следует. Так как, в ферротестере имеется несколько интегрирующих цепочек с разными постоянными времени (0,8сек, 2сек, 0,25сек, 0,1сек.) то можно менять и их. При этом нужно помнить, что чем больше постоянная времени, тем точнее интегрирование и тем сильнее ослабляется сигнал. Если переменный ток в стержне имеет частоту 50 гц, то рекомендуется пользоваться только двумя цепочками с наибольшими постоянными времени.

Ферротестер позволяет наблюдать не только зависимость $B = f(H)$, но

и $\frac{dB}{dt}$ и $\frac{dH}{dt}$, как функции H , а также B , H , $\frac{dB}{dt}$ и $\frac{dH}{dt}$ как функции времени.

Для наблюдения $\frac{dB}{dt}$ и $\frac{dH}{dt}$ как функции H , на горизонтальные пластины

подаются $H(t)$, получающиеся в результате интегрирования функции $\frac{dH}{dt}$, а

на вертикальные пластины подается либо $\frac{dB}{dt}$, либо $\frac{dH}{dt}$ непосредственно.

Для наблюдения функций B , H , $\frac{dB}{dt}$, $\frac{dH}{dt}$, как функций времени, любая из этих четырех величин подается на вертикальные пластины, а на горизонтальные пластины, подается пилообразное, т.е. линейно-зависящее от времени напряжение, вырабатываемое специальным генератором развертки. Кроме того, для удобства работы ферротестер вырабатывает специальное напряжение, создающее на экране оси координат. Для того, чтобы можно было вычислить абсолютные значения магнитной индукции и напряженности магнитного поля в ферротестере имеется калибратор.

Электроннолучевая трубка ферротестера имеет две электронные пушки и соответственно две пары пластин. Это позволяет исследовать сразу два образца, что очень удобно, если целью работы является сравнение двух образцов.

Ферротестер состоит из двух блоков: основного и добавочного. Съемный стержень, на который одеты тороидальные образцы, расположен на добавочном блоке. В нашей установке на стержень надеты два образца. Отвинчивать стержень и снимать образцы не следует. Нужно только следить за тем, чтобы образцы были расположены не вплотную друг к другу. Выводы катушек, намотанных на образцы, уже присоединены к клеммам. Пустая катушка, служащая для измерения $\frac{dH}{dt}$ находится внутри блока. На верхней панели добавочного блока приведены формулы, позволяющие пересчитать калибровочное напряжение в величины B и H .

$$H = \frac{4\sqrt{2}K_{\parallel}V_H}{D} = aV_H \text{ (эрст)} \quad (18)$$

$$B = \frac{\sqrt{2}10^{10}V_B}{314 \cdot g \cdot n} = bV_B \text{ (гаусс)} \quad (19)$$

где V_H и V_B - соответствующие калибровочные напряжения в вольтах, D -

средний диаметр тороида в мм, g - сечение образца в мм², n - число витков измерительной обмотки, намотанной на образец, $K_{\parallel} = 80$, более точное значение K_{\parallel} следует посмотреть на верхней панели добавочного блока (K_{\parallel} для разных установок несколько отличаются), B и H пиковые значения индукции и напряженности магнитного поля в гауссах и эрстедах соответственно.

Ферротестер позволяет непосредственно (без графического дифференцирования) получать зависимость дифференциальной магнитной проницаемости μ от величины H . Для этого наблюдаются зависимости $\frac{dB}{dt}$ и $\frac{dH}{dt}$ как функции H и μ вычисляются по следующей формуле:

$$\mu = \frac{dB}{dH} = \frac{\frac{dB}{dt}}{\frac{dH}{dt}} \quad (20)$$

Чтобы не пользоваться калибратором при измерении μ можно записать значения $\frac{dB}{dt}$ и $\frac{dH}{dt}$ в произвольных единицах, например, в миллиметрах координатной сетки (усиление нельзя менять при переходе от измерений $\frac{dB}{dt}$ к измерениям $\frac{dH}{dt}$) и вычислять так:

$$\mu = \frac{B_a \cdot b}{B_b \cdot a} \quad (21)$$

a и b определены по формулам (18) и (19).

Если же $\frac{dB}{dt}$ и $\frac{dH}{dt}$ не удастся наблюдать при одном и том же положении ручек, регулирующих усиление, то при помощи калибратора нужно вычислить отношение коэффициентов усиления и перед тем, как подставить значения B_a и B_b в предыдущую формулу, привести их к одному коэффициенту усиления.

Величина переменного тока, текущего через стержень с тороидальным образцом, может регулироваться. Меняя ток в стержне и

наблюдая $B(H)$, мы получим ряд различных петель гистерезиса. Чтобы построить кривую намагничивания, необходимо снять соответствующие координаты B_0 и H_0 вершин петель гистерезиса при различных токах в стержне и построить график $B_0 = f(H_0)$.

Потери энергии на перемагничивание можно определить, подсчитав площадь петли. Практически площадь петли можно вычислить в мм^2 ,

а затем учесть и масштаб

$$P_0 = \frac{1}{4\pi} S_{\text{мм}^2} \Delta B \cdot \Delta H \quad (22)$$

где P_0 - потеря энергии за один цикл, $S_{\text{мм}^2}$ - площадь петли в мм^2 , ΔB - цена одного мм по вертикали в гауссах, ΔH - цена одного мм по горизонтали в эрстедах. Потери энергии в единицу времени (сек) естественно будут равны:

$$P = fP_0 \quad (23)$$

где $f = 50$ гц.

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.	1
§1. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ФЕРРИТОВ	4
§2. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ.	6
§3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.	11
§3а. ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРИТОВ ПРИ ПОМОЩИ ФЕРРОТЕСТЕРА.	15