

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

538.22

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ *)*С. В. Вонсовский*

1. При попытке ответить на вопрос — что такое магнетизм? — возникают большие затруднения. Они связаны с тем, что магнитные свойства присущи буквально всему, что окружает нас, начиная от элементарных частиц, обладающих магнитными моментами, и кончая безграничным космическим пространством, заполненным электромагнитным полем, одной из компонент которого является магнитное поле. Поэтому магнетизм, так же как электричество и тяготение, присутствует повсюду. Можно выделить более узкий круг явлений, где магнитные свойства первостепенны, который составляет содержание *физики магнитных явлений*. Универсальность магнитных свойств частиц и поля позволяет использовать эти свойства как тонкий источник информации о внутреннем строении микрочастиц и макротел. Достаточно напомнить о большой роли магнетизма при создании теории атома (эффект Зеемана), квантовой теории твердого тела (диамагнетизм Ландау и парамагнетизм Паули электронов проводимости металлов) и т. д. И сейчас в развитии физики и других естественных наук «магнитная информация» играет выдающуюся роль. Использование электронного и ядерного магнитного резонанса, магнитной нейтронографии, магнитного аспекта эффекта Мёссбауэра и т. п. вошло в практику почти всего естествознания.

Универсальность магнетизма открыла большие возможности и для его применений в технике: 1) путем использования магнитных свойств вещества для создания магнитных материалов; 2) путем использования магнитных свойств для получения информации о других труднодоступных для непосредственного изучения физико-химических свойствах материалов, что лежит в основе методов магнитно-структурного анализа, магнитной дефектоскопии и магнитных измерений.

Если спросить у кого-нибудь, знакомого с физикой только по школьному курсу, что же такое магнетизм, то у него сразу возникнут в памяти картинки железных опилок у полюсов магнитов, правила правой и левой руки и тому подобные сведения, сохранившиеся в памяти с юношеских лет.

Эти скудные сведения дают весьма поверхностные представления о магнетизме. Чтобы ярче понять огромное значение, которое приобрел магнетизм в жизни человека, представим себе на мгновение, что материя потеряла магнитные свойства. Это вызвало бы катастрофические последствия. Во всем мире была бы полностью парализована вся энергетика, поскольку вышли бы из строя все электрические генераторы и моторы,

*) Речь на годовичном Общем собрании Академии наук СССР 8 февраля 1966 г.

действие которых основано на использовании магнитных свойств вещества. Замолчали бы телефоны, радиоприемники, не действовали бы телевизоры. Остановились бы электропоезда, тепловозы, трамваи, автомашины. Из этой, к счастью, нереальной картины каждый, даже не искушенный в физике, поймет, что магнетизм — одно из важнейших свойств материи.

2. Магнетизм — это особая форма материальных взаимодействий, возникающих между движущимися электрически заряженными частицами. Материальным носителем этого взаимодействия является магнитное поле, определяемое векторами напряженности $\mathbf{H}$ или магнитной индукции $\mathbf{B}$. Для описания действия магнитного поля на вещество, построенное из частиц, надо найти их основную магнитную характеристику. В случае электрических сил такой характеристикой является элементарный электрический заряд $e = 4,80298 \cdot 10^{-10}$ СГСЕ электрона ($-e$) или протона ($+e$). В случае магнитных сил эта характеристика связана с движением заряда: с его скоростью v или током i . Молекулу, атом и элементарную частицу можно уподобить элементарному замкнутому контуру тока. Известно, что магнитной характеристикой такого контура является магнитный момент $\mathbf{M}$, равный произведению силы тока i на площадь S контура: $\mathbf{M} = iS\mathbf{n}_0$ ($\mathbf{n}_0$ — единичный вектор нормали к поверхности контура). В атомном мире имеется два характерных магнитных момента, играющих роль атомов магнетизма: магнетон Бора $\mu_B = 0,92732 \cdot 10^{-20}$ СГСМ для электронов и ядерный магнетон $\mu_N = 0,50505 \cdot 10^{-23}$ СГСМ для нуклонов (протона и нейтрона). Ядерный магнетизм в тысячи раз слабее электронного. Это связано с большой массой нуклонов ($m_p = 1,67252 \cdot 10^{-24}$ г) по сравнению с электронной массой ($m_e = 0,91091 \cdot 10^{-27}$ г): $m_p/m_e = 1836 \gg 1$, поскольку в выражении магнетонов через атомные константы масса частицы входит в знаменатель: $\mu_B = \frac{eh}{2m_e c}$, $\mu_N = \frac{eh}{2m_p c}$, где $h = 2\pi\hbar (= 6,5256 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек) — постоянная Планка, c — скорость света ($= 2,997925 \cdot 10^{10}$ см/сек). Атомы магнитного момента μ_B и μ_N очень малы по сравнению с магнитными моментами макроток. Например, круговой ток радиуса 1 см и силой в 1 а обладает моментом 1 СГСМ, т. е. в 10^{20} раз большим магнетона Бора.

Магнитные взаимодействия, как правило, слабее электрических. С помощью известных законов Кулона для электрических и магнитных сил можно сравнить электрическую $E_{эл}$ и магнитную $E_{маг}$ энергии взаимодействия двух частиц с зарядами e и магнетонами Бора μ_B , находящихся на расстоянии атомного порядка $a_0 \sim 10^{-8}$ см. Это сравнение дает

$$E_{маг} \sim \frac{\mu_B^2}{a_0^3} \sim \frac{10^{-40}}{10^{-24}} \sim 10^{-16} \text{ эрг};$$

$$E_{эл} = \frac{e^2}{a_0} \sim \frac{10^{-20}}{10^{-8}} \sim 10^{-12} \text{ эрг};$$

$$\frac{E_{маг}}{E_{эл}} \sim 10^{-4} \ll 1.$$

Отсюда видно, что магнитные силы в десятки тысяч раз слабее электрических. Однако в атомах тяжелых элементов, где суммарные магнитные моменты велики и могут достигать величин свыше $10 \mu_B$, энергия $E_{маг}$ возрастает в сотни раз — магнитные силы начинают играть существенную роль. Заметим также, что не всегда для получения большого эффекта нужна очень большая энергия. Сравним, например, небольшую энергию, затрачиваемую пальцем на нажатие курка, с огромной по сравнению с ней энергией вылетающей из ружья пули. Точно так же во многих случаях слабые магнитные взаимодействия могут играть роль нажатия на «курок»

и производить большой эффект. Это наблюдается при явлениях диффузии в кристаллах, в химических реакциях, в биологических процессах. Направляющая роль «слабых» магнитных сил при воздействии на вещество начинает играть существенную роль в науке и технике.

Для дальнейшего важно знать энергию электронного и ядерного магнетонов относительно внешнего магнитного поля H — $E_H^{\text{эл}}$ и $E_H^{\text{яд}}$ — и сравнить ее со средней атомной тепловой энергией $E_{\text{тепл}} \sim kT$ при температуре T ($k = 1,37 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана). Это даст

$$E_H^{\text{эл}} = \mu_B H \sim 10^{-20} \cdot H \text{ эрг}; \quad E_H^{\text{яд}} = \mu_N \cdot H \sim 10^{-23} \cdot H \text{ эрг};$$

$$E_H^{\text{эл}} \sim E_{\text{эл}} \sim 10^{-12} \text{ эрг} \quad \text{при} \quad H \sim 10^8 \text{ э};$$

$$E_H^{\text{яд}} \sim E_{\text{яд}} \sim 10^{-16} \text{ эрг} \quad \text{при} \quad H \sim 10^4 \text{ э};$$

$$E_{\text{тепл}} \sim kT \sim 10^{-16} T \text{ эрг};$$

$$E_H^{\text{эл}} \sim E_{\text{тепл}} \quad \text{при} \quad \begin{cases} T \sim 1^\circ \text{ К} & \text{и} \quad H \sim 10^4 \text{ э}; \\ T \sim 100^\circ \text{ К} & \text{и} \quad H \sim 10^6 \text{ э}. \end{cases}$$

Приведенные оценки позволяют ввести эквивалентные магнитные поля, которые делят внешние поля на «слабые» и «сильные». Мы видим, например, что с точки зрения электрического атомного взаимодействия сильные поля — это поля $\sim 10^8$ э и выше, а с точки зрения магнитного взаимодействия — это поля $\gtrsim 10^4$ э. С другой стороны, с точки зрения теплового движения при низких температурах $T \sim 1^\circ \text{ К}$ сильные поля — это поля больше 10^4 э, а при комнатных температурах $T \sim 300^\circ \text{ К}$ они уже должны быть больше 10^6 э. Мы видим, что чем ниже температура, тем ярче должны проявить себя магнитные взаимодействия. Отсюда ясна важность магнитных исследований в области низких температур.

3. Остановимся подробнее на проблеме сильных полей *). В природе с помощью эффекта Мёссбауэра, ядерного магнитного резонанса или измерения ядерного вклада в теплоемкость твердого тела обнаружены магнитные поля до величины $\sim 10^6$ эрг на атомных ядрах в некоторых ферро- и антиферромагнитных кристаллах³. У магнитных звезд поля могут достигать $3 \cdot 10^4$ э. Искусственно с помощью обычных медных соленоидов, через которые пропускаются сильные постоянные токи, получают стационарные магнитные поля до $2,5 \cdot 10^5$ э, а с помощью соленоидов из сверхпроводников — поля свыше 10^5 э^{1, 2}. Импульсные поля, получаемые при разряде электрических конденсаторов, достигают 10^6 э и выше^{1, 2}. С помощью взрыва были получены импульсные поля свыше 10^7 э⁴. В этом последнем методе используется закон постоянства магнитного потока Φ , равного произведению напряженности поля на площадь сечения потока: $\Phi = HS$. При взрыве может существенно уменьшиться сечение потока, и тогда во столько же раз возрастет поле. Перед взрывом в катушке от разряда конденсаторов создается сильное начальное импульсное поле $\sim 5 \cdot 10^5$ э, которое затем мультиплицируется при взрыве.

Сверхсильные магнитные поля, пионером в создании и применении которых является П. Л. Капица⁵, это не экзотика; их получение — практически необходимая задача. Они нужны для локализации термоядерной плазмы в магнитных ловушках, для МГД генераторов, для изучения жестких магнитных материалов. Недавно открыты совершенно новые возможности использования сверхсильных полей в технике: а) для получения технических деталей сложных профилей путем пластического деформирования металла в импульсном магнитном поле (магнитная

*) См., например, обзоры^{1, 2}.

штамповка) ⁶, б) для стимулирования фазовых превращений в сталях как нового метода получения высокопрочных материалов ⁷. В перспективе после обработки в импульсных магнитных полях до 10^6 — 10^7 э можно ожидать получения технических материалов с рекордными магнитными, механическими и другими физическими свойствами.

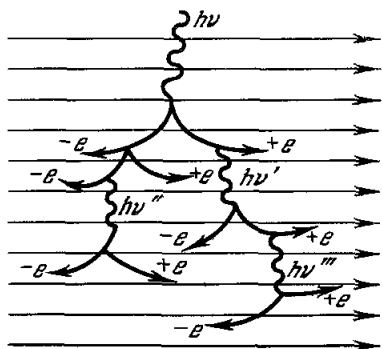


Рис. 1. Деградация энергии первичного гамма-кванта $h\nu$ в сильном магнитном поле H путем образования ливней электрон-позитронных пар ($-e$, $+e$) и рассеянных квантов меньшей частоты ($h\nu'$, $h\nu''$, ... $< h\nu$).

магнитных полей очень большой величины $H_K = m^2 e^3 / ch \sim 10^{13}$ э γ -кванты большой энергии $\sim 10^{12}$ эв с большой вероятностью могут исчезать, превращаясь в электрон-позитронную пару. Каждая частица пары может создать вторую пару или γ -квант. В результате получится ливень частиц, в котором энергия первичного γ -кванта быстро деградирует (рис. 1). Хотя проблема защиты здесь очень трудна, но если бы удалось космический корабль окружить слоем магнитного поля $\sim 10^8$ э, толщиной в 1 мм, то этот слой был бы надежной защитой от наиболее проникающего γ -излучения, от которого бесполезно применять все обычные методы защиты. Этот слой в каком-то смысле в очень малых масштабах (в слое ~ 1 мм) имитирует эффект огромной толщи земной атмосферы. Поэтому такие магнитные экраны можно также использовать как стимуляторы образования ливней. Это пример будущего магнитного «материала» без вещества из одного магнитного поля в вакууме.

Можно привести еще другой пример ⁸ нелинейного эффекта взаимодействия электромагнитного и электрон-позитронного полей в присутствии внешнего магнитного поля — это эффект рождения и последующего поглощения виртуальных электрон-позитронных пар фотоном (рис. 2). Здесь не требуются высокие поля и большие энергии квантов. Дело в том, что виртуальная пара существует очень короткое время $\sim 10^{-22}$ сек. Поэтому из соотношения неопределенности $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ квантовой меха-

В принципе возможно использовать сверхсильные магнитные поля для защиты в космосе от проникающего γ -излучения ⁸. Хорошо известно, что даже очень слабое ($\sim 0,5$ — $1,0$ э), но распространенное на большие расстояния магнитное поле Земли и атмосфера дают возможность нормального существования всего живого на нашей планете, защищая от вредных космических излучений. Принцип использования сильных полей для защиты от радиации связан с весьма тонкими нелинейными квантовоэлектродинамическими эффектами, возникающими при взаимодействии электромагнитного поля очень высокой частоты с электрон-позитронным полем в присутствии сильных постоянных магнитных полей. Оказывается, что вблизи некоторых критических

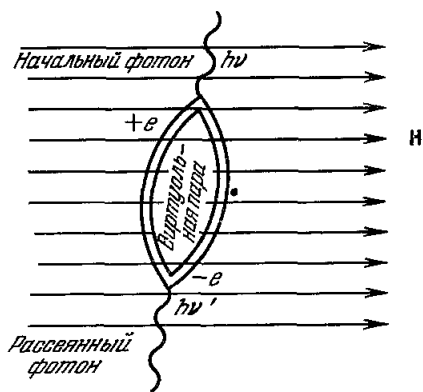


Рис. 2. Нелинейное взаимодействие фотонов $h\nu$ с магнитным полем H путем рождения и поглощения виртуальных электрон-позитронных пар ($-e$, $+e$).

ники следует, что энергия $\Delta E \sim \frac{h}{\Delta t} \sim \frac{10^{-27}}{10^{-22}} \sim 10^{-5} \text{ эрг} \sim 10^7 \text{ эв}$ достаточно для создания пары. Именно поэтому кванты света низкой частоты и могут создавать виртуальные пары. Практическое значение этого эффекта заключается в том, что за время своего короткого существования пары успевают провзаимодействовать с полем, а это приводит к уменьшению энергии кванта, который вновь возникает после аннигиляции пары. В больших космических пространствах это может привести к «магнитному красному смещению» (наряду с предсказанным Эйнштейновым красным смещением в полях тяготения).

Очень интересно для получения сильных магнитных полей использовать сверхпроводники с большими значениями критических магнитных полей ($H_{кр.сп} \sim 10^5 \text{ э}$), снимающих сверхпроводимость. Из таких материалов готовят проволоку для обмотки соленоидов и в них при температурах ниже критической получают магнитные поля $\gtrsim 10^5 \text{ э}$ 1, 2.

Сверхпроводники можно использовать и для получения очень слабых полей с помощью сверхпроводящих насосов магнитного потока, эвакуирующих объем от магнитного поля. Принцип его работы основан на использовании эффекта Майснера — выталкивании магнитного потока из сверхпроводника⁹. Если многосвязный сверхпроводящий образец охладить ниже его критической температуры $\Theta_{сп}$, то магнитный поток будет «заморожен» внутри отверстий в образце. Рассмотрим образец в виде двойного «бублика» с двумя отверстиями a и b , соединенными узкой щелью c (рис. 3). Если такой образец поместить во внешнее поле, параллельное осям отверстий a и b , и затем охладить его ниже $\Theta_{сп}$, то магнитный поток застрянет в отверстиях a и b . Если теперь вставить в отверстие b сверхпроводящий цилиндр d , то магнитный поток из отверстия b «выжмется» в оставшееся свободное пространство (через щель c — в отверстие a), где соответственно возрастет величина магнитного потока. Если предположить, что при этом полный замороженный поток остается постоянным, то напряженность поля H_a в отверстии a при вставлении цилиндра в отверстие b будет связана с первоначальным полем H_0 соотношением:

$$H_a = H_0 \frac{S_a + S_b + S_c}{S_a + (S_b - S_d) + S_c},$$

где S_a , S_b , S_d и S_c — площади сечения отверстий a , b , цилиндра d и щели c . Таким образом, этот насос, работая многократно в одном направлении, может из слабого поля создать сильное. Удалось «накачивать» поля до 23 000 э. Если заставить насос работать в обратном направлении, то можно получить слабые поля до 0,0002 э. Наконец, сверхпроводники можно использовать как идеальные магнитные экраны.

Получение сильных магнитных полей имеет большой теоретический и практический интерес. Сейчас трудно даже предсказать, какую интересную и практически полезную область явлений мы откроем, если достигнем полей $\sim 10^9 \text{ э}$ и выше. Получение и удержание таких полей — задача не легкая (хотя бы из-за колоссальных давлений, возникающих в таких полях и составляющих сотни миллионов атмосфер). В настоящее время эта задача является одной из актуальнейших в современной науке.

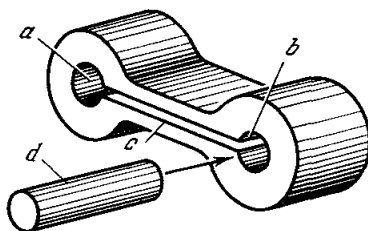


Рис. 3. Схема сверхпроводящего насоса для получения сильных ($\gtrsim 10^4 \text{ э}$) или ультраслабых полей ($\lesssim 10^{-4} \text{ э}$).

4. Переходя к физике магнитных материалов, необходимо кратко напомнить о магнетизме атомов, где имеются три источника магнетизма: орбитальное движение электронов, их собственное «вращение» (спин) и очень слабый магнетизм атомного ядра. Что же касается действия внешнего магнитного поля, то оно оказывает два основных эффекта на атомные магнитики: 1) индукционное действие на электронные и ядерные токи, которое по правилу Ленца создает добавочный магнитный момент, обратный по направлению к вызвавшему его полю (этот эффект называют диамагнетизмом), и 2) ориентирующее действие поля на собственные магнитные моменты атомов, существующие

в них и в отсутствие внешнего поля. Этот эффект называют парамагнетизмом *).

Для выяснения закона формирования магнитных моментов атомов напомним порядок застройки их электронных оболочек. По законам квантовой механики в оболочке атомов действует жесткое правило заселения — принцип Паули. Электронную оболочку можно уподобить многоэтажному зданию. В каждом этаже имеется определенное число мест-«комнат»; в каждую из них можно поместить лишь по одному электрону. Кроме того, каждый этаж делится на две половины — одна для электронов с «пра-

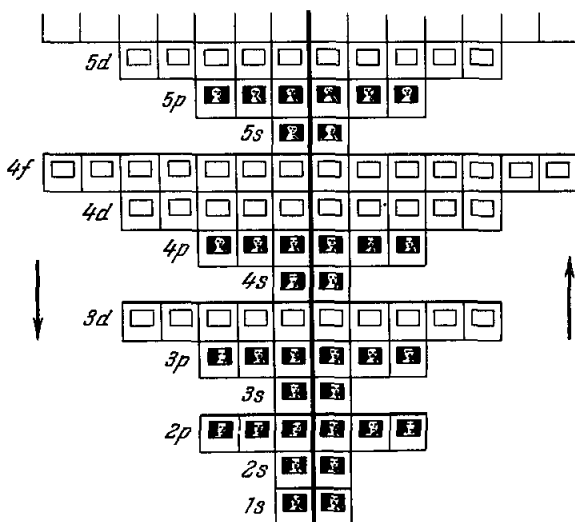


Рис. 4. Наглядная схема заполнения электронных оболочек атомов.

↑, ↓ — направления проекций спина.

вым» спином, другая — с «левым» (рис. 4). Каждый блок этажей отвечает одному значению главного квантового числа ($n = 1, 2, 3, \dots$), каждый этаж в блоке — определенной форме орбиты (определяемой орбитальными квантовыми числами $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$, обозначаемыми соответственно буквами $s, p, d, f \dots$). Каждый этаж обозначен двумя символами: nl ($1s, 2s, 2p, 3s, \dots$). Каждая пара комнат, симметрично расположенных относительно средней линии здания, соответствует одной из $(2l + 1)$ возможных ориентаций орбиты в пространстве (пространственное квантование). Переходя в таблице Менделеева постепенно от первого элемента — водорода — ко второму — гелию, третьему — литию, четвертому — бериллию и т. д., мы будем последовательно заселять «небоскреб» (см. рис. 4). При этом в каждом этаже сначала заселяются комнаты с каким-то одним направлением спина. Это правило на основании анализа спектроскопических данных установил еще в 1927 г. Хунд. Правило Хунда приводит к тому, что в атомах могут возникать большие суммарные магнитные моменты. В законе заполнения электронной оболочки ато-

*) Диамагнетизм — универсальный эффект, поэтому он присутствует во всех атомах и веществах. Однако это слабый эффект (второго порядка), и поэтому в тех случаях, когда атомные частицы обладают не нулевыми орбитальными и спиновыми (или результирующим) магнитными моментами, диамагнетизм практически всегда маскируется более сильным парамагнитным эффектом.

мов имеется важное «нарушение» последовательного заселения этажей. В каждом блоке с данным главным квантовым числом n последовательно заполняются лишь два первых этажа: ns и np . Заселение же этажей с индексами nd , nf и т. д. всегда происходит с задержкой. Оказывается, например, энергетически выгоднее *) заселить прежде более высокий $4s$ -этаж, чем более низкий этаж — $3d$. Заселение $3d$ этажа начинается не с элемента калия, как это полагалось бы при последовательном заселении, а с элемента скандия. Эти запоздалые заселения nd и nf этажей приводят к появлению в таблице Менделеева класса п е р е х о д н ы х элементов с достраивающимися внутренними слоями электронной оболочки их атомов. Всего в таблице Менделеева имеется пять групп переходных элементов: группа железа ($3d$), группа палладия ($4d$), группа платины ($5d$) (восемь элементов), редкие земли (разм) ($4f$) (14 элементов) и группа актинидов ($5f$ и $6d$) (четыре элемента); к ним присоединяются еще и трансурановые элементы. Таким образом, из 92-х устойчивых химических элементов таблицы Менделеева 42—переходных, т. е. почти половина таблицы.

Благодаря наличию внутренней недостроенной nd или nf оболочки все атомы переходных элементов сильно магнитны в силу правила Хунда. Когда атомы соединяются в молекулы или кристаллы, то внешние этажи их оболочек сильно перестраиваются, а внутренние слабее. Поэтому появляется возможность сохранить и в кристаллическом состоянии магнетизм атомов переходных элементов. Более того, при некоторых благоприятных условиях атомные магнитные моменты в кристаллах не только сохраняются, но и упорядоченно располагаются по узлам кристаллической решетки. Такой атомный м а г н и т н ы й п о р я д о к существует в кристаллах лишь ниже некоторых критических температур T_K , называемых точкой Кюри $\Theta_{\text{К}}$ и Нееля Θ_N .

5. Различают три типа магнитных порядков: 1) параллельный, или ф е р р о м а г н и т н ы й (рис. 5, а); 2) антипараллельный, или а н т и ф е р р о м а г н и т н ы й, с полной компенсацией магнитных моментов (рис. 5, б); 3) антипараллельный, ф е р р и м а г н и т н ы й, с отличным от нуля разностным суммарным моментом (рис. 5, в). В настоящее время в ряде веществ, например, в редкоземельных металлах, обнаружены более сложные атомные магнитные структуры неколлинеарного типа. Наиболее строгая теория этих структур разработана И. Е. Дзялошинским¹⁰. Магнитная дифракция нейтронов на ферро- и антиферромагнитных кристаллах дает нам наглядное доказательство существования в них атомного магнитного порядка того или иного типа.

В типичных ферромагнетиках, например, в железе, кобальте и никеле, точка Кюри оказывается довольно высокой $\sim 1000^\circ \text{К}$. Тогда из равенства $E_{\text{вз}} \sim k\Theta_{\text{К}}$ ($E_{\text{вз}}$ — энергия, ответственная за магнитный порядок) следует, что по порядку величины $E_{\text{вз}} \sim 10^{-16} \cdot 10^3 = 10^{-13} \text{ эрг}$. Но в этих металлах магнитная энергия не превышает величины $\sim 10^{-16} \text{ эрг}$ и поэтому она

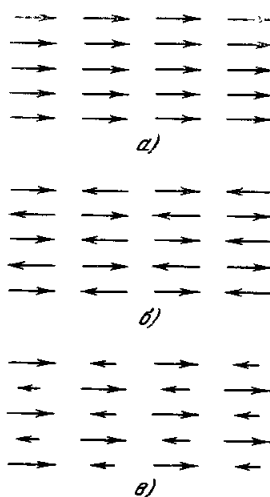


Рис. 5. Типы коллинеарных атомных магнитных порядков.

а) ферро-, б) антиферро- и в) ферриманитный.

*) Это связано с тем, что энергия электронов более быстро растет с ростом орбитальных квантовых чисел l , чем с ростом главного квантового числа n , т. е., например, энергия состояний $4s$ ниже, чем энергия состояний $3d$.

могла бы обеспечить магнитный порядок только с очень низкой точкой Кюри $\sim 1^\circ \text{K}$, а не $\sim 1000^\circ \text{K}$, как дает опыт. Единственный выход из этого затруднения — принять, что природа взаимодействия, дающего атомный магнитный порядок, не магнитная, а электрическая. Этот парадокс классической физики был разрешен в квантовой механике в 1928 г.



Рис. 6. Наглядная картина ферромагнитного порядка в f -металлах с косвенным обменным взаимодействием f -оболочек через электроны проводимости

(при температурах T ниже точки Кюри Θ)

на четыре класса: 1) f -металлы (рзм) и сплавы, 2) d -металлы и сплавы, 3) сильно разбавленные растворы d - или f -металлов в немагнитной металлической матрице, 4) неметаллические кристаллы.

В рзм f -металлах важную роль в установлении магнитного порядка играют электроны проводимости (бывшие валентные электроны изолированных атомов), которые коллективируются в кристалле и образуют ферми-жидкость (по Ландау¹⁵), омывающую решетку ионных остовов. С другой стороны, в f -металлах магнитоактивный нестроенный $4f$ -слой имеет очень малый радиус (по сравнению с межатомными расстояниями в кристалле). Соседние $4f$ -слои не перекрываются и поэтому не испытывают прямого взаимодействия. Активным переносчиком взаимодействия между этими $4f$ -слоями и является ферми-жидкость электронов проводимости, которая осуществляет косвенный обмен между магнитными моментами локализованных в узлах решетки $4f$ -слоев, приводящий при $T < \Theta_{\text{фм}}$ к атомному магнитному порядку. На рис. 6 это наглядно изображено в виде буйков со стрелками, находящихся под водой (внутри ферми-жидкости), прочно привязанных к якорям (локализованные вокруг ядер $4f$ -оболочки). Правильное движение воды (параллельные волны) выстраивает все стрелки на буйках параллельно друг другу (ферромагнитный порядок атомных магнитных моментов). При $T > \Theta_{\text{фм}}$ тепловое движение

Я. И. Френкелем¹¹ и В. Гайзенбергом¹², которые использовали для объяснения природы ферромагнетизма вывод квантовой механики о том, что в силу принципа Паули часть электрического взаимодействия электронов (так называемая энергия обмена) связана с величиной результирующего спинового момента системы электронов. Когда минимуму этой энергии соответствует параллельная ориентация спинов, мы имеем ферромагнетизм (это имеет место и в отдельных атомах — правило Хунда), а когда антипараллельная ориентация — антиферромагнетизм (независимо предсказанный теоретически Л. Д. Ландау¹³ и Л. Неелем¹⁴).

Вещества с атомным магнитным порядком можно условно разбить

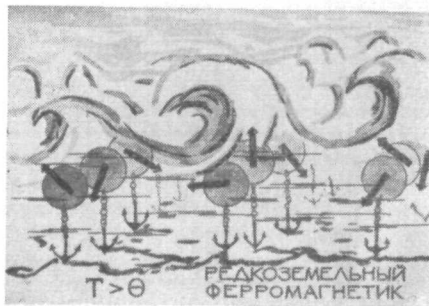


Рис. 7. Наглядная картина ферромагнитного порядка в f -металлах с косвенным обменным взаимодействием f -оболочек через электроны проводимости

(при температурах T выше точки Кюри Θ).

разрушает этот порядок (как это наглядно изображено на рис. 7). Во многих случаях в рзм имеется температурная область существования сначала ферромагнитного (от 0°K до $\Theta_{\text{ФМ}}$), а затем антиферромагнитного состояния (от $\Theta_{\text{ФМ}}$ до $\Theta_{\text{Н}}$), а магнитные структуры, как правило, имеют неколлинеарный характер¹⁰.

В случае *d*-металлов дело обстоит сложнее, поскольку недостроенные *d*-слои имеют не столь малые эффективные радиусы, как *f*-слои, и поэтому у соседних атомов они заметно перекрываются в кристалле. Последнее

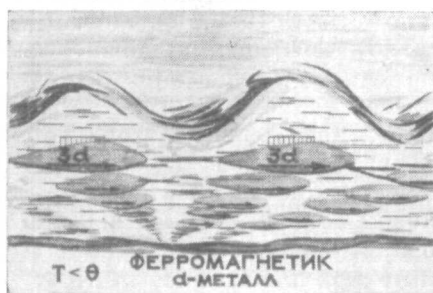


Рис. 8. Наглядная картина ферромагнитного порядка в *d*-металлах — смесь двух ферми-жидкостей из *s*- и *d*-электронов при температурах T ниже точки Кюри Θ .



Рис. 9. Наглядная картина ферромагнитного порядка в *d*-металлах — смесь двух ферми-жидкостей из *s*- и *d*-электронов (при температурах T выше точки Кюри Θ).

приводит к тому, что *d*-электроны вместе с валентными электронами принимают участие в образовании ферми-жидкости. На рис. 8 *d*-электроны показаны в виде упорядоченных рядов подвижных подводных лодок (правильнее было бы говорить о смеси двух ферми-жидкостей: легкой — из электронов проводимости, и тяжелой — из бывших *d*-электронов недостроенных слоев). Выше точки Кюри тепловое движение разрушает упорядоченный строй лодок (рис. 9). В случае *d*-металлов порядок возникает из-за обменного взаимодействия электронов внутри смеси ферми-жидкостей.

В случае неметаллов с атомным магнитным порядком мы всегда имеем дело не с чистыми элементами, а с химическими соединениями, в которых атомы переходных элементов разделены магнитнонейтральными ионами кислорода, фтора, серы и т. п. Локализованные внешние электронные (валентные) слои этих ионов и являются переносчиками обменной связи между магнитными ионами. Таким образом, и в неметаллических ферро- и антиферромагнетиках, как и в *f*-металлах, имеет место косвенный обмен, но не через электроны проводимости, а через связанные электроны диамагнитной среды. Это наглядно показано на рис. 10. В этом



Рис. 10. Наглядная картина антиферромагнитного порядка в ферримангнетике (нескомпенсированный антиферромагнетизм).

О — магнитнонейтральный анион металлоида, Me — магнитноактивные катионы *d* — или *f*-металла.

случае взаимодействие, как правило, антиферромагнитное, и результирующий момент появляется лишь при ферромагнетизме. Представителями этого класса ферромагнетиков являются окислы переходных металлов и в первую очередь ферриты (отсюда и название ферромагнетизм).

Из приведенного краткого описания разных типов веществ с магнитным порядком, из которых только и можно изготовить магнитные материалы, видно, что в химическом составе этих веществ хотя бы одна из компонент обязательно должна быть переходным элементом. Именно

переходные элементы и дают основной «строительный материал» для магнитных материалов.

6. Современные технические магнитные материалы относятся к классу ферромагнитных металлов и сплавов и полупроводниковых ферромагнетиков — ферритов. В силу сложности практических условий их эксплуатации в технике они должны обладать определенным комплексом магнитных и других физических свойств — электрических, механических, тепловых и т. п. Важнейшими первичными магнитными характеристиками ферро- или ферромагнитного материала являются: величина результирующего магнитного момента — спонтанная намагниченность I_s (момент единицы объема), или магнитное насыщение, и величина точки Кюри или точки Нееля. Наибольшие намагниченности насыщения имеют рзм. (Максимальное насыщение $I_s \sim 3000$ гс наблюдается у гольмия.) Однако у рзм из-за слабости обменной связи (мала энергия $E_{вз}$) очень низки точки Кюри (только у гадолиния $\Theta_{фм} = 16^\circ \text{C}$, а у остальных гораздо ниже, например, у гольмия $\Theta_{фм} = -253^\circ \text{C}$); у $3d$ -металлов — Fe, Co, Ni — намагниченности насыщения (максимальная $I_s \sim 1700$ гс у железа) меньше, чем у рзм, так как в $3d$ -слое меньше число электронов и их результирующий момент. Последний еще снижается в кристалле из-за металлической связи, в которой участвуют и $3d$ -электроны. Но точки Кюри и Нееля у $3d$ -металлов выше, например, у Co $\Theta_{фм} = 1130^\circ \text{C}$. Получить ферромагнитные соединения с высокими I_s и $\Theta_{фм}$ задача очень трудная. Пока удалось повысить намагниченность железа в его сплаве с кобальтом (на 13%). По-видимому, возможность для создания магнитных материалов с наибольшими I_s и $\Theta_{фм}$ надо искать в системах сплавов и соединений f - и d -металлов. В этом направлении сейчас идут усиленные поиски (см., например, ¹⁶).

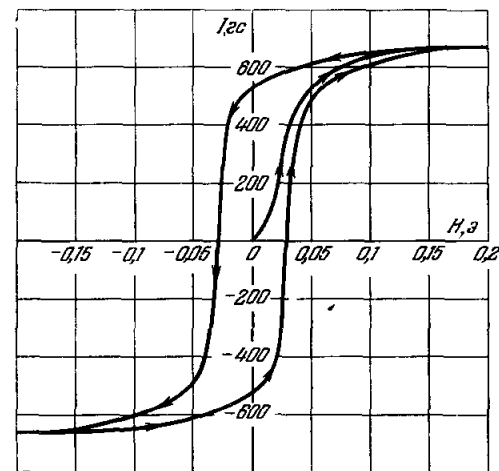


Рис. 11. Типичная кривая намагничивания и петля гистерезиса мягкого магнитного материала (супермаллой).

Важнейшими техническими характеристиками магнитного материала является кривая намагничивания и петля гистерезиса, т. е. зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля. На рис. 11 приведена типичная кривая намагничивания и петля гистерезиса мягкого магнитного материала (железоникелевый сплав). Вид кривой и петли определяет основные практические магнитные параметры и тем самым область технической применимости материала.

Прежде всего необходимо понять физическую природу тех процессов в ферромагнетике, которые приводят к самому появлению кривой намаг-

ничивания. Здесь в первую очередь следует ответить на вопрос — почему при охлаждении ферромагнитного образца ниже точки Кюри в нем не возникает во всем объеме однородный спонтанный момент, т. е. почему нет параллельности всех атомных моментов во всем объеме тела, как это, казалось бы, должно быть в ферромагнетике? Опыт всегда показывает, что при охлаждении ферромагнитного тела в магнитной защите (при $H=0$) оно всегда остается внешне в размагниченном состоянии. Еще в 1907 г. французский физик П. Вейсс¹⁷ выдвинул гипотезу о существовании областей спонтанной намагниченности — доменов. По этой гипотезе ферромагнетик при $H=0$ разбивается на отдельные спонтанно намагниченные области — домены — так, что их суммарный момент по всему образцу равен нулю. Гипотеза доменов только в 1935 г. была теоретически обоснована в известной работе Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица¹⁸. Из рис. 12 видно, что при однородном намагничивании образца вокруг него возникает сильное собственное поле, обладающее большой положительной энергией. Если разбить образец на домены (см. рис. 12, б и в), то чем их будет больше, тем слабее окажется собственное поле вне образца, тем меньше будет занимаемый им объем и его энергия. Можно привести такое разбиение образца на домены, когда магнитный поток целиком замкнется внутри образца (см. рис. 12, г, д), и вне его поле исчезнет, а следовательно, исчезнет и его энергия. Детальное

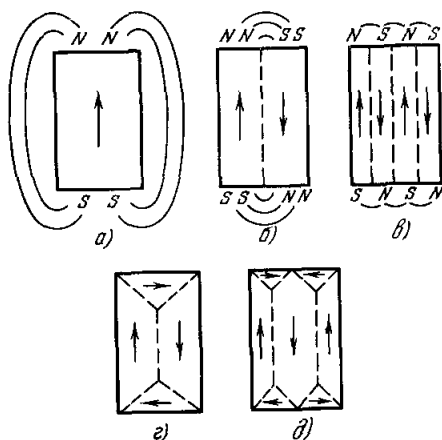


Рис. 12. Простейшие типы разбиений ферромагнитного образца прямоугольной формы на домены

(а — образец, намагниченный до насыщения; б, в — доменная структура без замыкающих областей; г, д — доменная структура с замыкающими областями).

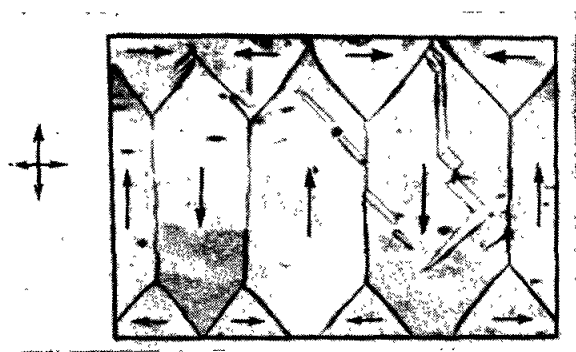


Рис. 13. Картина доменной структуры на поверхности монокристалла железосиликонового сплава, полученная методом порошковых осадков.

случайны. Они связаны с ориентациями кристаллитов ферромагнитного образца. Эта зависимость обусловлена явлением магнитной анизотропии.

рассмотрение механизма образования доменов показывает, что между ними возникают граничные слои конечной толщины; на создание их затрачивается энергия, но она, конечно, меньше объемной энергии исчезающего собственного поля образца. Таким образом, образование доменной структуры — это эффект саморазмагничивания ферромагнитных тел.

Направление спонтанной намагниченности в доменах, расположение границ между ними не

кристаллографических осей в

Доменную структуру можно наблюдать визуально с помощью различных методов¹⁹. Наиболее простым является метод порошковых осадков. В местах выхода граничных слоев на поверхность образца в небольших участках объема все же имеется собственное магнитное поле рассеяния. Магнитный порошок притягивается к этим местам и обрисовывает выход доменной структуры на поверхность кристалла (рис. 13) (полосы Биттера — Акулова).

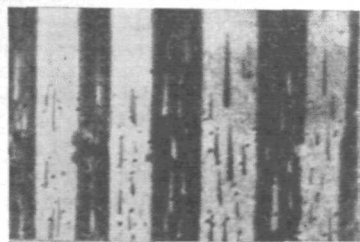
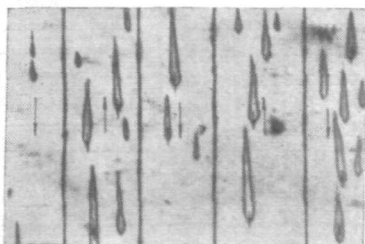


Рис. 14. Доменная структура на поверхности ферромагнитного кристалла, выявленная с помощью порошкового (вверху) и магнитооптического (внизу) методов.

На рис. 16 показана типичная кривая намагничивания с размагниченным начальным состоянием. Здесь же показаны фотографии доменных структур, соответствующих различным участкам кривой. Поскольку направление поля в данном случае параллельно (или антипараллельно) векторам намагниченностей в доменах, то весь процесс намагничивания

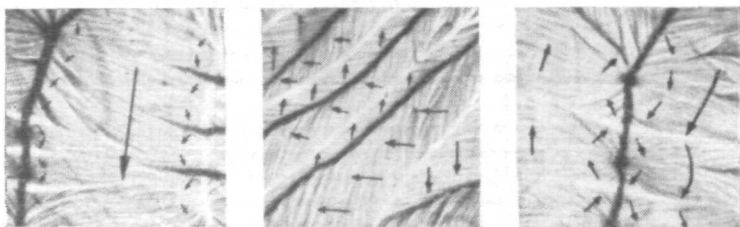


Рис. 15. Картина доменной структуры тонкой ферромагнитной пленки ($\sim 175 \text{ \AA}$), полученная с помощью электронного микроскопа ($\times 1400$).

идет только путем смещения границ доменов до полного уничтожения доменной структуры при насыщении. Если угол между полем и намагниченностью доменов отличается от 0° и 180° , то после исчезновения домен-

ной структуры начинается процесс вращения результирующего момента в направлении внешнего поля.

Размеры доменов, их форма, форма и энергия их границ сильно зависят от структурных неоднородностей, формы и размеров образцов и кристаллитов. Это определяет резкую структурную чувствительность магнитных свойств материалов. Вблизи дефекта намагниченность не может быть однородной, так как это ведет к возникновению магнитного поля рассеяния с большой энергией. Поэтому вблизи дефекта образуются местные доменные структуры, замыкающие поток (рис. 17). Благодаря образующимся на них замыкающим областям, дефекты оказывают задерживающее влияние на смещение границ доменов при намагничивании образца во внешнем поле. На рис. 18 показано, как дефект структуры «приклеивает» к себе границу при ее прохождении через дефектную область кристалла. Поэтому для облегчения процессов смещения границ доменов надо иметь очень чистый и однородный по структуре и составу материал.

Очень важно знать механизм перемагничивания ферромагнетиков, так как при практических применениях магнитных материалов они периодически намагничиваются в прямом и обратном направлениях. Это имеет место, например, во всей переменноточной электротехнике—в трансформаторах, генераторах и моторах, а также в СВЧ-технике. Если после достижения насыщения снижать силу поля, то намагниченность, как правило, не будет уменьшаться по начальной кривой, а будет отставать, описывая при полном цикле изменения поля (от насыщения в одном направлении до насыщения в другом и возвращения в исходное состояние) петлю магнитного гистерезиса (см. рис. 11).

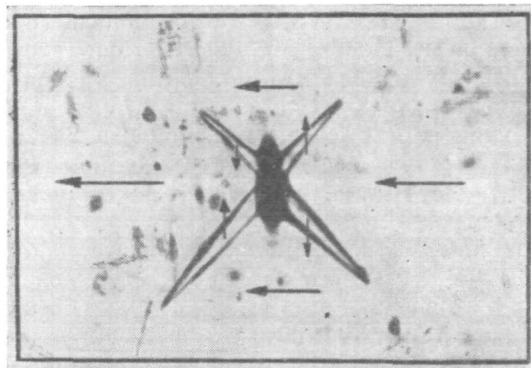


Рис. 17. Замыкающие кинжаловидные вторичные домены около дефекта структуры ферромагнитного кристалла

(стрелки указывают направление намагниченности).

$B H_c$. В связи с явлением магнитного гистерезиса мы приходим к представлению о зародышах перемагничивания. На рис. 19

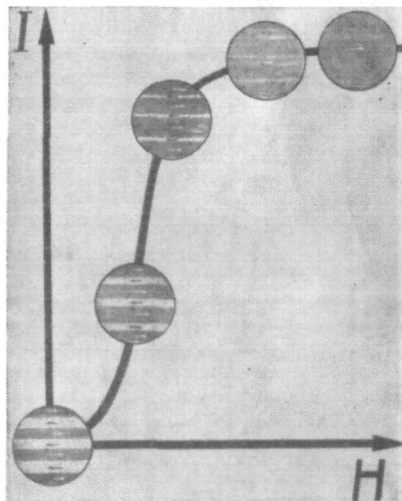


Рис. 16. Изменение доменной структуры ферромагнетика в магнитном поле на различных участках кривой намагничивания.

петлю магнитного гистерезиса (см. рис. 11). Намагниченность на петле при $H = 0$ носит название остаточной намагниченности I_r (остаточная индукция $B_r = 4\pi I_r$). Значение поля при $I = 0$ или $B = 0$ называется коэрцитивной силой, соответственно H_c и

показан механизм возникновения и роста зародышей перемагничивания у края кристалла кобальта. Из рисунка видно, что с уменьшением поля от состояния насыщения ($H = 2000$ э) вначале возникает «частокол» вторичных замыкающих магнитный поток мелких кинжалообразных доменов с обратной намагниченностью. Затем при полях ~ 500 э некоторые из этих областей начинают разрастаться, превращаясь в зародыши перемагничивания. При поле ~ 100 э мы уже наблюдаем доменную структуру.

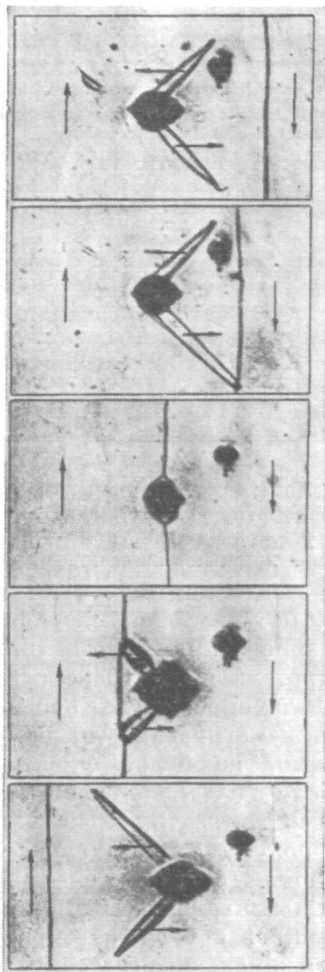


Рис. 18. Задержка дефектом структуры смещения границы доменов в ферромагнитном кристалле (стрелки указывают направление намагниченности).

На магнитные свойства ферромагнитных образцов большое влияние оказывает изменение их геометрических размеров, особенно когда размеры образца становятся соизмеримыми с размерами домена, т. е. когда магнитная структура из многодоменной превращается в однодоменную. Например, в случае чистого железа только за счет изменения размеров образца от больших размеров до порошинок с диаметром в сотни ангстрем коэрцитивная сила возрастает от сотых долей эрстеда до 1000 э, т. е. на пять порядков.

7. При классификации магнитных материалов нужно исходить из двух основных требований, которые предъявляются к ним со стороны техники²⁰. Необходимо иметь материалы, с помощью которых можно создавать максимальный магнитный поток при минимальном внешнем магнитном поле и при минимальных потерях энергии (это возможно при условии, что намагниченность в материале «легко следует» за всеми изменениями внешнего поля), а также материалы, которые без участия внешних подмагничивающих источников сами являются источниками сильного и стабильного (по отношению к внешним полям, температуре и т. п.) магнитного потока. Такие материалы предварительно намагничиваются с помощью внешних источников поля, а затем используются в состоянии остаточной намагниченности, т. е. в качестве постоянных магнитов.

Первому требованию удовлетворяют мягкие магнитные материалы, а второму — жесткие, или высококоэрцитивные.

Мягкий магнитный материал должен иметь кривую намагничивания с большой проницаемостью (характеризующей крутизну подъема кривой), достигаемой в очень слабых полях, и очень узкую петлю гистерезиса с ничтожно малой коэрцитивной силой. Желательно также, чтобы эти материалы обладали высоким насыщением, высокой точкой Кюри и были плохими проводниками электрического тока, что обеспечивает малость потерь на токи Фуко при перемагничивании. В качестве

примера предельного по «мягкости» материала может служить железо-никелевый сплав с добавками молибдена — супермаллой с начальной проницаемостью $\sim 10^5$ гс/э, максимальной $\sim 10^6$ гс/э и $H_c \sim 0,002$ э.

Важнейшее значение мягких магнитных материалов в экономике страны видно, например, из той роли, которую играют в ней трансформаторное и динамное листовое железо. Количество этих материалов и их качество определяют возможности энерговооружения страны, а следовательно, и ее экономическую мощь в целом. Годовое производство этих материалов во всем мире исчисляется многими миллионами тонн. Отсюда вытекает огромная важность задачи создания электротехнических магнитных материалов самого высокого качества. Чтобы подчеркнуть государственное значение проблемы улучшения свойств этих магнитных материалов, достаточно вспомнить, что при многокаскадной передаче электроэнергии от электростанций к потребителю в генераторах, моторах и трансформаторах теряется много энергии на перемагничивание и токи Фуко. Следует также иметь в виду, что эта передача связана с многокаскадным трансформированием. Из рис. 20 видно, что в 1965 г. две Волжские гидроэлектростанции работали в масштабах Советского Союза на возмещение потерь в линиях передач, в генераторах и моторах. В денежном выражении это означает потери в миллиард рублей. Повышение качества электротехнического материала не только дает экономию за счет снижения потерь, но также позволяет значительно уменьшить габариты машин и трансформаторов, что влечет за собой большую экономию цветных металлов и других дефицитных материалов. Таким образом, проблема улучшения качества трансформаторного и динамного листового железа, особенно в связи с планами стремительного роста нашей энергетики, будет приобретать все большую актуальность. Не случайно, что над этой проблемой работают весьма интенсивно в сотнях лабораторий мира.

Кроме листового электротехнического магнитного материала, промышленность всех стран с каждым годом потребляет все больше других высококачественных мягких магнитных материалов, в основном железо-никелевых сплавов типа пермаллой. Следует особо отметить важней-

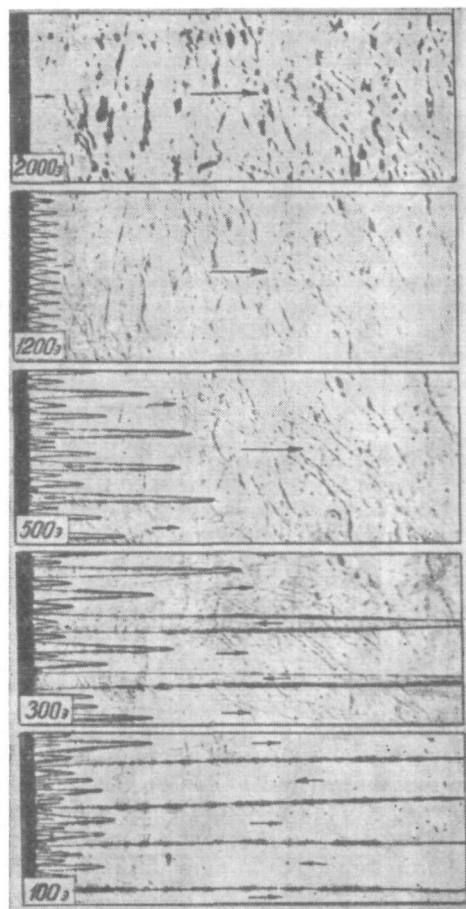


Рис. 19. Возникновение и рост зародышей обратной намагниченности у границы монокристалла кобальта (цифры дают величины напряженности намагничивающего поля в эрстедах, стрелки указывают направления намагниченности в образце).

шие мягкие магнитные материалы полупроводникового класса — ферриты, которые благодаря своему высокому электрическому сопротивлению являются незаменимыми материалами для СВЧ-техники. Ферриты играют также важнейшую роль в конструкции счетно-решающих машин: из них делают магнитные запоминающие устройства. Последнее время уделяется большое внимание разработке новых магнитных материалов — тонких ферромагнитных пленок (толщиной $\sim 1000 \text{ \AA}$), в основном из пермаллоя, которые сулят большие перспективы для дальнейшего улучшения работы счетно-решающих устройств, поскольку скорости их перемагничивания



Рис. 20. Потери при передаче электроэнергии в магнитопроводах электрических машин и трансформаторов.

на 2—3 порядка больше, чем у ферритовых тороидов. Это делает возможным настолько же увеличить быстродействие математических электронных машин (при условии достижения таких же скоростей в других немагнитных узлах машины).

Жесткий магнитный материал для выполнения своего назначения стабильного источника сильного магнитного поля должен обладать максимально широкой петлей гистерезиса — максимальной коэрцитивной силой и остаточной индукцией. Основная форма применения этих материалов — постоянные магниты. Они широко применяются в самых разнообразных областях техники и особенно в приборостроении: в электроизмерительных приборах, репродукторах, звукозаписи, телефонах, электрических генераторах, магнитных линзах электронных микроскопов, катодных осциллографах, магнитных компасах и т. д. Основные магнитные свойства, определяющие качество постоянного магнита, характеризуются размагничивающим участком петли гистерезиса (рис. 21), описывающим ход индукции в размагничивающем поле от состояния остаточной индукции до нулевой ($B = 0$) при обратном поле, равном коэрцитивной силе B_{H_c} . Магниты обычно служат для создания поля в воздушном зазоре между полюсами. При этом надо иметь в виду, что созданное постоянным магнитом поле внутри него самого направлено против его намагничивания и поэтому размагничивает его, снижая остаточную индукцию до величины, определяемой пересечением размагничивающей ветви с прямой среза (см. рис. 21).

Чем больше зазор, тем сильнее этот эффект размагничивания и, следовательно, меньше индукция в магните. Поэтому выбор магнита должен быть строго согласован с его формой. Из кривых на рис. 21 видно, что для сохранения в магните более высокой индукции необходимо иметь максимально большие коэрцитивные силы BH_c . На рисунке приведены также значения максимальной энергии размагничивания $(BH)_{\max}$ в $гс \cdot э$ и эквивалентные объемы при работе материала в точке максимальной энергии. Здесь же приведено сравнение размеров магнитов в виде дисков

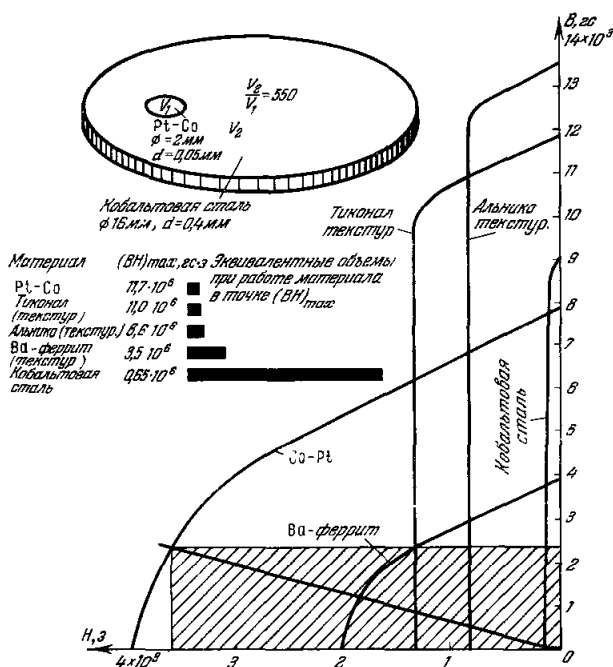


Рис. 21. Основные магнитные характеристики жестких (высококоэрцитивных) магнитных материалов.

(наиболее невыгодная в смысле размагничивания форма), изготовленных из сплава Co-Pt и кобальтовой стали. Из-за высокой коэрцитивной силы Co-Pt диск из этого сплава диаметром 2 мм и толщиной 0,05 мм производит тот же магнитный эффект, что и диск из кобальтовой стали с $\phi = 16 \text{ мм}$ и $d = 0,4 \text{ мм}$, хотя объем его больше в 550 раз. Отсюда видно, что качество высококоэрцитивных материалов может в ряде случаев лимитировать развитие техники, когда необходимо создавать миниатюрные технические устройства, например, при использовании магнитов в радиоэлектронных устройствах, механизме ручных часов и т. п. Перед физикой высококоэрцитивных (ВКС) материалов стоят большие и трудные задачи по созданию новых материалов с энергией размагничивания больше $10^7 \text{ гс} \cdot э$, с коэрцитивной силой больше 5000 э, в состав которых не входили бы дефицитные материалы, подобные платине.

Кроме мягких и жестких магнитных материалов, следует упомянуть еще о магнитострикционных материалах, из которых изготавливаются излучатели и приемники ультразвука (в них используется явление магнитострикции, т. е. изменение размеров ферромагнетика при его намагничивании).

В современной технике используются самые разнообразные магнитные материалы с различными физическими свойствами. Это вполне естественно, так как весьма разнообразны и задачи, которые решаются в технике с помощью магнитных материалов. В качестве иллюстрации этого разнообразия можно, во-первых, указать, что диапазон coercitивных сил в уже используемых техникой магнитных материалах распространяется от 10^{-3} э до 10^4 э, а максимальных проницаемостей — от 1 до $5 \cdot 10^6$ эс/э. Вторым ярким примером может служить сравнение миниатюрных магнитных узлов счетно-решающих устройств (рис. 22) и гигантского магнитопровода ускорителя элементарных частиц далеко еще не предельных габаритов (рис. 23).

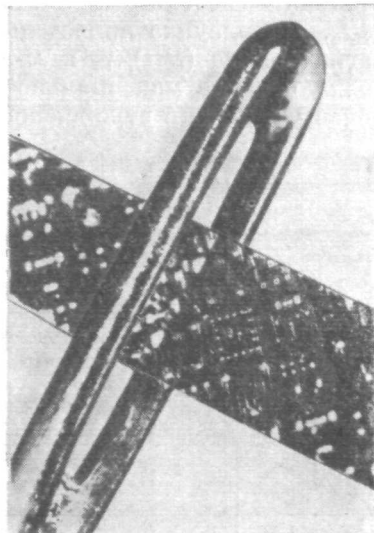


Рис. 22. Наглядная картина миниатюрности радиоэлектронных схем с использованием магнитных материалов

(элемент схемы протернут через ушко обыкновенной штопальной иглы).

Остановимся на некоторых вопросах использования магнитных материалов в области магнитной измерительной техники²². Например, для измерения постоянных магнитных полей применяется высокочувствительная феррозондовая аппаратура с пермалловыми сердечниками. В мировой практике используются феррозондовые магнитометры, измеряющие очень слабые магнитные поля в очень малых объемах. Например, магнитометры с феррозондами длиной 50—70 мм позволяют измерять поле порядка 10^{-6} э (0,1 гаммы). Эти магнитометры используются для измерения магнитного поля Земли и его вариаций,

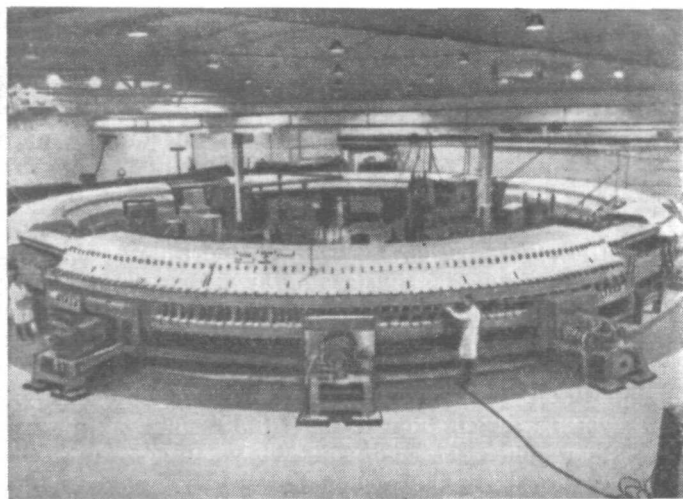


Рис. 23. Общий вид магнита космотрона в Брукхейвене (США).

для геофизической разведки (с самолетов или в наземных условиях), для определения магнитных полей рассеяния вокруг электрических

машин и трансформаторов, для обнаружения ферромагнитных включений в изделиях из немагнитных или слабо магнитных материалов (например, в дисках турбореактивных двигателей). Магнитометры с феррозондами длиной от 5 до 1,5 мм позволяют измерять постоянные поля от 0,05 э и ниже. Они применяются в магнитной феррозондовой дефектоскопии для обнаружения нарушений сплошности в стальных изделиях. На рис. 24 показан сердечник феррозонда такого класса в сравнении со спичечной головкой. Феррозондовые магнитометры в течение последних лет нашли применение также и в медицине при хирургическом удалении ферромагнитных инородных предметов из тела человека (обломки швейных и медицинских шприцевых игл, пуль, осколков мин и снарядов и т. п.). Основное преимущество этого метода состоит в том, что феррозонды позволяют обнаружить и уточнить местоположение предмета в ходе операции. Их применение привело к спасению многих человеческих жизней.

Феррозондовые магнитные измерения — это только ничтожная часть всех неисчерпаемых возможностей магнитных измерений, которые могут быть поставлены на службу науке, технике и быту человека.

Ввиду того, что основная масса технических изделий ферромагнитна (железо, сталь), открывается широкая возможность для магнитного контроля их структуры (магнитный структурный анализ), а следовательно, их механических прочностных свойств, а также для выявления дефектов типа нарушения сплошности (магнитная дефектоскопия). Основное преимущество магнитных методов контроля заключается в том, что они позволяют проводить испытание промышленных деталей без их разрушения. Это обеспечивает возможность сплошного контроля всей продукции на разных стадиях технологии их производства и во время ее технической эксплуатации. Эти методы поддаются автоматизации, и поэтому их применение особенно важно на современном этапе широкого развития автоматизации производственных процессов.

Представим себе, например, современное автоматизированное трубопрокатное производство, когда за 1 секунду прокатный стан выпускает многие метры труб. После этого они попадают на участок контроля, где целая армия в несколько сотен контролеров с лупами визуально проверяют качество этой важной продукции. Такой контроль является анахронизмом — он обесценивает всю выгоду от автоматизации производства, вносит большое число субъективных ошибок; он не имеет количественного критерия для правильной отбраковки негодных деталей. Наконец, при массовости производства такой контроль требует огромного штата рабочих на непроизводительных операциях. Применение в указанном производстве и в других отраслях машиностроительной и металлургической промышленности магнитных автоматических методов контроля позволяет поставить контроль качества продукции на несравненно более высокий уровень и тем самым увеличить надежность и долговечность изготавливаемых машин и аппаратов. Весьма важным также является применение магнитных методов контроля на транспорте при контроле рельсов, уложенных в пути (магнитные вагоны-дефектоскопы), контроле колесных скатов вагонов и т. п.



Рис. 24. Наглядное сравнение миниатюрного феррозонда (находящегося внутри катушки) со спичечной головкой.

Для иллюстрации широты диапазона магнитной информации о структуре вещества, которую можно получить с помощью магнитных измерений, следует привести два следующих примера: 1) использование магнитных свойств нуклонов и других тяжелых сильно взаимодействующих частиц (адронов) для проверки наиболее общего современного теоретико-группового подхода в теории сильных взаимодействий элементарных частиц (гипотезы кварков)²³ или при определении с помощью магнитного рассеяния быстрых электронов магнитных форм-факторов нуклонов, измерение которых раскрывает внутреннюю геометрию элементарных частиц²⁴; 2) использование магнитно-структурного метода исследований при изучении нюансов процессов распада твердых растворов путем определения свойств суперпарамагнетизма мельчайших ($\sim$ десятков Å) выделений ферромагнитной фазы, когда их спонтанный момент ведет себя подобно гигантской молекуле парамагнитного газа²⁵. Эти два примера достаточно убедительно показывают широчайший диапазон «магнитной» научной информации о структуре материи. В первом примере мы имеем дело с элементарными частицами, а во втором — с макроскопическими свойствами твердого тела.

Даже оставаясь в «классической» области магнитных материалов, мы с каждым днем убеждаемся, что определение кривой намагничивания — этого «макропаспорта» магнитных веществ — только самый первый шаг в их изучении. Техническая практика их использования, теоретические и экспериментальные физические исследования этих веществ требуют все более глубокого проникновения внутрь их атомной структуры. Сейчас уже совсем недостаточно изучать, например, просто доменную структуру. Необходимо знать в деталях неоднородности распределения атомных магнитных моментов в объеме отдельного домена. Поэтому не случайно физики бросают на изучение механизма процессов намагничивания и нюансов доменной и атомной структур целый арсенал современных мощных экспериментальных средств электронной и ядерной физики — таких, как ферромагнитный резонанс, ядерный магнитный резонанс, эффект Мёсбауэра, нейтронная дифракция, рентгеновская спектроскопия, электронная микроскопия, исследования комплекса физико-химических свойств при низких и сверхнизких температурах, высоких давлениях и т. п. Нам важно знать не только суммарные макрохарактеристики магнетика, например, его намагниченность, точку Кюри и т. п., но и расположение и ориентацию в различных узлах кристаллической решетки отдельных атомных магнитных моментов и даже пространственное распределение плотности этого момента и т. д. Только такая глубина и тонкость физических микроскопических исследований способна открыть перед нами новые перспективы для практического применения магнетизма во всех мыслимых аспектах, а также даст в руки физика и инженера надежные средства для сознательного и искусного управления процессами, протекающими в магнитных материалах. Создание же наиболее современных магнитных материалов — одно из важнейших условий для технического прогресса в целом. Эта проблема имеет и будет иметь очень большое значение в нашей стране в связи с величайшей программой построения коммунистического общества.

Физике магнитных явлений в целом и физике магнитных материалов в частности во всем мире уделяется большое внимание. Много внимания уделяется этой важной отрасли науки и в Советском Союзе. Следует помнить, что современное состояние теории ферромагнетизма дает нам пока лишь общие качественные указания, в каком направлении следует искать решения задачи по разработке новых магнитных материалов. Поэтому при конкретном решении этой важнейшей практической задачи

повсюду с необходимостью идут путем изготовления больших экспериментальных серий разнообразных сплавов и соединений на основе переходных элементов и выбора из них наилучших по своим техническим магнитным характеристикам. Для успешного и быстрого выполнения этой трудоемкой программы необходимо иметь большое количество прецизионно чистых материалов, монокристаллов и мощную современную металлургическую базу. Образцы опытных сплавов должны подвергаться тщательному и всестороннему исследованию с помощью всего арсенала современных средств физического эксперимента, о котором упоминалось выше. Эти исследования поэтому требуют дорогого и сложного оборудования и затраты больших средств. Но идти на эти затраты необходимо, поскольку открытие и внедрение новых магнитных материалов, новых магнитных методов измерений и контроля, новой магнитной контрольной аппаратуры принесут несравненно большие технико-экономические выгоды и еще больше укрепят экономическую мощь государства.

Магнетизм открыт человеком несколько тысяч лет назад. Но он за это время не постарел, а непрерывно молодел и становился все более неисчерпаемым по разнообразию своих проявлений — такова сложная диалектика развития науки. Физика магнитных явлений — древняя по рождению, но вечно юная в своем развитии область науки — всегда открывает широкое поле деятельности для молодых талантов, чтобы они своим вдохновенным трудом открыли и поставили на службу человеку новые и все более неожиданные проявления универсального магнитного взаимодействия природной материи.

Институт физики
металлов АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Кольм, А. Фриман, УФН 88, 703 (1966).
2. Ф. Биттер, УФН 88, 735 (1966).
3. В. И. Гольданский, УФН 89, 3 (1966).
4. А. Д. Сахаров, УФН 88, 725 (1966).
5. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A 131, 243 (1931).
6. М. И. Прудников, А. П. Фейгин, Кузнечно-штамповочное производство, № 5, 6 (1966).
7. В. Д. Садовский, Н. М. Родигин, Л. В. Смирнов, Г. М. Филончик, И. Г. Факидов, Физ. металлов и металловедение 12, 302 (1966).
8. T. Egber, Discovery 24, № 2, 10 (1963).
9. A. F. Hildebrandt, H. Wahlquist, D. D. Ellemann, J. Appl. Phys. 33, 1798 (1962).
10. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ 46, 1420 (1964); 47, 336 (1964); 47, 992 (1964).
11. Я. И. Френкель, Zs. f. Phys. 49, 31 (1928).
12. W. Heisenberg, Zs. f. Phys. 49, 619 (1928).
13. Л. Д. Ландау, Phys. Zs. UdSSR 4, 675 (1933).
14. L. Néel, Ann. de phys. (Paris) 17, 5 (1932).
15. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, 59 (1957).
16. S. Methfessel, IEEE 1 (3), 144 (1965).
17. P. Weiss, J. phys. Radium 6, 661 (1907).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Phys. Zs. UdSSR 8, 153 (1935).
19. Сб. статей «Магнитная структура ферромагнетиков», М., ИЛ, 1959.
20. С. В. Вонсовский, Я. С. Шур, «Ферромагнетизм», М., Гостехиздат, 1948; Р. Бозорт, «Ферромагнетизм», М., ИЛ, 1956.
21. Э. Вольфарт, «Магнитно-твердые материалы», М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
22. И. И. Кифер, В. С. Пантюшин, «Магнитные измерения», М., ГЭИ, 1956.
23. Я. Б. Зельдович, УФН 86, 303 (1965).
24. С. Д. Дрелл, Ф. Захаряжен, «Электромагнитная структура пуклонов», М., ИЛ, 1962.
25. Сб. статей «Магнитные свойства металлов и сплавов», стр. 215, М., ИЛ, 1961.

