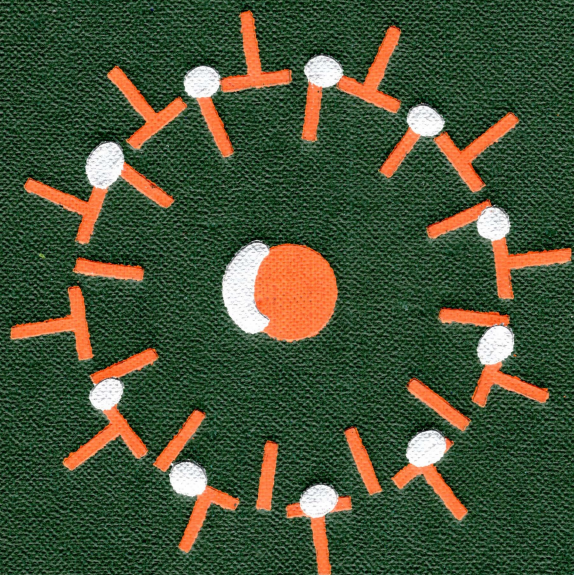


А. А. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ



А. А. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ
И ДОПОЛНЕННОЕ

Допущено
Министерством высшего,
и среднего специального образования СССР
в качестве учебника
для студентов высших учебных заведений
по специальности
«Полупроводники и диэлектрики»

«ВЫСШАЯ ШКОЛА» МОСКВА 1976



537

П 72

УДК 538.1+621.318(075.8)

Рецензент — проф., докт. техн. наук Ю. М. Пятин

Преображенский А. А.

П 72 Магнитные материалы и элементы. Изд. 2-е, перераб. и доп. Учебник для специальности «Полупроводники и диэлектрики» вузов. М., «Выш. школа», 1976.

336 с. с ил.

В книге изложены основные представления о магнитных свойствах вещества; рассмотрены диамагнетизм и парамагнетизм, самопроизвольная намагниченность, доменная структура, теория технической кривой намагничивания и петли гистерезиса ферромагнетиков; дано представление об антиферромагнетизме и ферримагнетизме; описаны магнитные материалы, требования, предъявляемые к ним, их свойства, методы получения и т. п.; приведены основные сведения об испытаниях этих материалов; рассмотрены принципы работы магнитных элементов, применяемых в автоматике, вычислительной технике, технике СВЧ и др.

П $\frac{30308-059}{001(01)-76}$ 126—76

537

© Издательство «Высшая школа» 1976

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий учебник является третьей опубликованной издательством «Высшая школа» книгой автора по магнитным материалам. Первая книга «Магнитные материалы» (1965) предназначалась для студентов электротехнических и радиотехнических специальностей вузов. Вторая книга «Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы» (1972) была издана для студентов по специальности «Полупроводники и диэлектрики». Настоящая книга написана на основе первых двух *.

По сравнению с предыдущим изданием в ней полностью переработаны параграфы «Доменная структура», «Теория технической кривой намагничивания и петли гистерезиса», «Антиферромагнетизм и ферримагнетизм»; введены сведения о редкоземельных ферро-, ферри- и антиферромагнетиках, тонких магнитных пленках, цилиндрических магнитных доменах и др.; учтены новые ГОСТы и нормали; приведены данные о вновь освоенных в промышленном производстве магнитных материалах, например, таких, как магнитодиэлектрики на основе молибденового пермаллоя и материалы для

* Изменение названий книг обусловлено изменением названий курса в учебных планах.

постоянных магнитов на основе редкоземельных металлов; рассмотрены технологические вопросы, связанные с применением электротехнических сталей и пермаллоев, технология производства литых магнитов и некоторые другие.

Автор благодарит читателей, приславших отзывы на предыдущие издания, а также товарищей по работе и коллег из других учреждений, с которыми обсуждались многие вопросы, изложенные в книге. Несомненную пользу в работе над книгой оказали автору советы и замечания, содержащиеся в опубликованных проф. Б. М. Таревым в журнале «Вестник высшей школы» (1973, № 11) и проф. К. А. Сапожковым и проф. В. М. Шляндиным в журнале «Приборы и системы управления» (1973, № 7) рецензиях на первые две книги автора. Ценные советы были получены от рецензента настоящего издания — проф. Ю. М. Пятина. Автор искренне благодарен рецензентам.

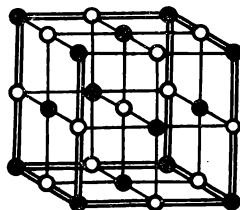
Особенно признателен автор заслуженному деятелю науки и техники РСФСР, проф. В. В. Пасынкову за постоянное внимание, дружескую и научную помощь при работе автора над настоящей и предыдущими книгами.

Все замечания по книге можно направлять по адресу: Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14, Издательство «Высшая школа».

Автор

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ТЕОРИЯ МАГНЕТИЗМА



Теорию магнетизма можно разделить на две основные части:

а) атомный магнетизм, т. е. магнитные свойства изолированных микрочастиц;

б) магнетизм вещества, т. е. магнитные свойства групп атомов и молекул.

§ 1.1. Магнитные свойства электрона и электронной оболочки атома

Известно, что магнитные свойства атома определяются в основном магнитными свойствами электронов, так как магнетизм других его частиц (протонов, нейтронов) очень мал *. Поэтому прежде всего необходимо изучить магнитные свойства изолированного электрона, а затем магнетизм электронных оболочек.

МОДЕЛЬ Э. РЕЗЕРФОРДА

В 1911 г. Э. Резерфорд предложил планетарную модель атома, согласно которой электроны вращаются вокруг ядра атома по круговым орбитам. При этом возникает о р б и т а л ь н ы й м а г н и т н ы й м о м е н т μ_l , определяемый следующим образом:

$$\mu_l = iS = \frac{e}{T} S = \frac{e}{T} \pi R^2 = \frac{eR^2\omega m}{2m} = \frac{ep_l}{2m}, \quad (1.1)$$

* Например, магнитный момент атомного ядра приблизительно в тысячу раз меньше магнитного момента электронной оболочки атома.

где i — круговой ток; S — площадь орбиты; T — период обращения по орбите; e и m — заряд и масса электрона соответственно; R — радиус орбиты; ω — угловая частота; p_l — орбитальный механический момент количества движения.

μ_l и p_l представляют собой векторы *, направленные в противоположные стороны, поскольку заряд электрона отрицателен.

Из формулы (1.1) следует, что отношение магнитного момента к механическому, называемое гиромантическим отношением

$$\gamma_l = \frac{\mu_l}{p_l} = \frac{e}{2m}, \quad (1.2)$$

есть величина постоянная, не зависящая от радиуса орбиты, по которой движется электрон.

Гиромантическое отношение принято выражать в единицах $e/2m$ и обозначать буквой g , тогда $g_l = 1$.

Модель Резерфорда не позволяла объяснить многие экспериментально установленные данные. В соответствии с этой моделью и с точки зрения классической физики электроны при движении с центростремительным ускорением должны были бы излучать энергию в виде электромагнитных волн и, следовательно, постепенно приближаться к ядру. В действительности же атомы представляют собой устойчивые системы.

ПОЛУКВАНТОВАЯ МОДЕЛЬ Н. БОРА

В 1913 г. Н. Бор на основе выдвинутых им постулатов предложил новую теорию строения атома, которую иногда называют полуквантовой. В дальнейшем эта теория получила существенное развитие. Бор впервые показал неприемлемость классической физики для объяснения внутриатомных явлений, характеризующихся прежде всего дискретностью.

В соответствии с моделью Бора электроны могут занимать только такие орбиты, для которых момент количества движения является кратным постоянной Планка h **:

$$p_l = m\omega R^2 = mvR = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad (1.3)$$

где $h = 6,65 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; n — главное квантовое число, равное 1, 2, 3, ...; v — линейная скорость.

* Обозначение векторной величины будет дано только в тех случаях, когда это принципиально необходимо.

** Постоянной Планка называют константу h или константу $\hbar = h/2\pi$.

Сопоставление формул (1.1) и (1.3) показывает, что в модели Бора квантуется не только механический, но и магнитный момент, так как

$$\mu_l = p_l \frac{e}{2m} = n\hbar \frac{e}{2m} = n\mu_B, \quad (1.4)$$

где

$$\mu_B = \frac{\hbar e}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2 \quad (1.5)$$

— наименьшая величина орбитального магнитного момента, соответствующая движению по первой боровской орбите ($n = 1$), называемая магнетоном Бора.

Бор рассматривал движение электрона по круговым орбитам, что соответствует системам с одной степенью свободы (с одной периодически меняющейся координатой — углом поворота φ радиус-вектора между центром атома и электроном на орбите).

А. Зоммерфельд рассмотрел модель с эллиптическими орбитами, распространив правило квантования на систему с двумя степенями свободы (с двумя независимыми координатами φ и R). Решение этой задачи можно представить следующим образом.

В общем виде правило квантования выражается так:

$$\oint p_l dq_l = n_l h, \quad (1.6)$$

где q_l — периодически меняющаяся координата; p_l — соответствующий импульс; n_l — целое число.

Для эллиптической орбиты имеются два квантовых условия:

$$\oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h; \quad (1.7)$$

$$\oint p_R dR = n_R h. \quad (1.8)$$

Целое число n_φ называют азимутальным квантовым числом, а целое число n_R — радиальным квантовым числом.

По закону сохранения количества движения, $p_\varphi = \text{const}$; вынося его из-под интеграла, получим

$$p_\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p_\varphi. \quad (1.9)$$

Учитывая (1.7), имеем

$$p_\varphi = n_\varphi \frac{h}{2\pi} = n_\varphi \hbar. \quad (1.10)$$

n_φ может быть равно 1, 2, 3, ... (значение $n_\varphi = 0$ исключается, так как это соответствовало бы траектории, проходящей через ядро, и маятникообразному движению электрона).

Можно доказать [1.12], что $n_R = 0, 1, 2, \dots$ (значение $n_R = 0$ соответствует круговой орбите).

Сумма азимутального и радиального квантовых чисел равна главному квантовому числу n .

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ КВАНТОВАНИЕ

До этого движение электрона рассматривалось только в одной плоскости. Однако для решения ряда задач необходимо учитывать пространственную ориентацию орбиты, т. е. иметь в виду три степени свободы электрона.

Такая задача, например, возникла при изучении взаимодействия магнитного момента атома с внешним полем. Под действием магнитного поля напряженностью H орбита электрона и, следовательно, магнитный момент μ , представляющий собой вектор, перпендикулярный к плоскости орбиты, начинают прецессировать вокруг внешнего поля. Это периодическое стационарное движение электрона также квантовано, т. е. угол между плоскостью орбиты и направлением напряженности поля принимает дискретные значения. При этом квантуется проекция магнитного момента на направление внешнего поля:

$$\mu_{IH} = m\mu_B, \quad (1.11)$$

где m — магнитное квантовое число, которое может принимать как положительные, так и отрицательные целочисленные значения, включая нуль.

Из (1.4) и (1.11) следует, что $\alpha = \arccos \frac{m}{n}$, но, как увидим далее, расчеты по этой формуле расходятся с данными опыта. Это доказывает несовершенство модели Бора.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, НЕ ОБЪЯСНЯЕМЫЕ МОДЕЛЬЮ БОРА

Теория Бора была крупным достижением в области изучения атома. Однако и она не объясняла многие экспериментальные данные. Рассмотрим некоторые из них.

Магнитомеханические (гиромангнитные) опыты Эйнштейна и де Гааза, впервые осуществленные в 1915 г., показали связь между механическим и магнитным моментами атома (рис. 1.1). На тонкой упругой нити 1 помещался образец 2 в виде цилиндра диаметром примерно 0,03 см и длиной 10 см из ферромагнетика (железа) или парамагнитных солей. Образец мог намагничиваться вдоль продольной оси магнитным полем соленоида 3. Поворот стержня можно было фиксировать с помощью оптической системы, состоящей из зеркала 4, осветителя 5 и шкалы 6.

Под действием магнитного поля магнитные моменты атомов устанавливаются по полю. При изменении направления поля на обратное (коммутировании тока в обмотке катушки) магнитные моменты должны повернуться на 180° , а так как электроны вращаются быстро и их момент количества движения не равен нулю, то должен соответственно измениться полный момент количества движения системы, что невозможно. Поэтому согласно закону сохранения момента количества движения образец повернется на некоторый угол. Для усиления эффекта был использован резонанс между частотой изменения поля и собственной частотой колебаний стержня.

Из опыта можно было непосредственно определить гиромагнитное отношение, которое (в единицах $e/2m$) оказалось близким к 2, что противоречит полученному ранее [см. формулу (1.2)] выводу, где отношение орбитального магнитного момента к механическому равно 1. Это несоответствие назвали **г и р о м а г н и т н о й а н о м а л и е й**.

Данные, полученные Эйнштейном и де Гаазом, совпадали с расчетными, основанными на эффекте Барнетта, открытым в 1909 г. Барнетт приводил в быстрое движение железный стержень, который намагничивался вдоль продольной оси, что объясняется ориентировкой магнитных моментов вследствие гироскопических свойств электрона.

Опыт Штерна и Герлаха был произведен в 1922 г. * Схема опыта показана на рис. 1.2. Из печки 1 выходит поток испарившихся молекул или атомов, на который действует магнитное поле электромагнита 2; диафрагмы 3 служат для создания узкого пучка; экран 4 представляет собой пластинку, на которой можно обнаружить следы осевших частиц. Поле электромагнита в одном из направлений (на рис. 1.2 по оси z) должно быть неоднородным, что достигается специальной формой полюсных наконечников. В этом случае на атом, обладающий магнитным моментом μ , направленным под углом θ к направлению градиента поля по оси z , действует сила

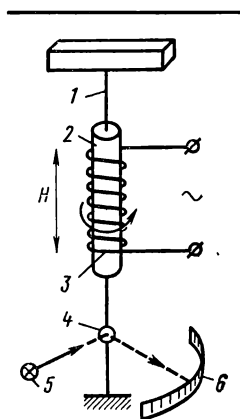


Рис. 1.1. Схема опыта Эйнштейна и де Гааза

$$F = \mu \frac{dB}{dz} \cos \theta, \quad (1.12)$$

* Несколько ранее аналогичный опыт был произведен П. Л. Капицей и Н. Н. Семеновым.

** Магнитная индукция $B = \mu_0 H$, где μ_0 — магнитная постоянная; H — напряженность магнитного поля.

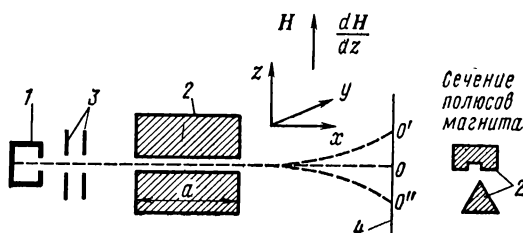


Рис. 1.2. Схема опыта Штерна и Герлаха

которая существует на участке длиной a . Движение на этом участке равномерно ускоренное. Поэтому величина отклонения (по оси z) в конце участка

$$z_{\theta} = \frac{\mu}{2m} \left(\frac{dB}{dz} \right)_{\text{cp}} t^2 \cos \theta, \quad (1.13)$$

где m — масса атома; t — время пролета через поле на участке a .

В качестве испаряемого вещества Штерн и Герлах использовали серебро. В дальнейшем опыты были проделаны со щелочными металлами и атомарным водородом.

На рис. 1.3 приведена фотомикрограмма «осадка» для атомов и молекул натрия.

При низких температурах большинство атомов образует молекулы Na_2 , у которых результирующий магнитный момент равен нулю и отклонение отсутствует.

Атомарное состояние характеризуется двугорбой кривой, т. е. на пластинке образуются две полосы, расположенные симметрично относительно среднего положения. Дублеты получаются не только для Na , но и для всех других атомов, имеющих один валентный электрон.

Это свидетельствует о пространственном квантовании магнитного момента. Действительно, если бы все значения были равновероятны, на пластинке образовалась бы сплошная полоса между точками $0'$ и $0''$ (см. рис. 1.2); одна из этих точек соответствует значению $\theta = 0$ (расположению магнитного момента параллельно полю), а вторая — значению $\theta = 180^\circ$ (антипараллельному расположению магнитного момента и поля).

Опыт Штерна и Герлаха позволил рассчитать [по формуле (1.13)] величину проекции магнитного момента атома на направление внешнего поля, которая оказалась равной магнетону Бора.

Модель Бора не объясняет результаты рассмотренного опыта.

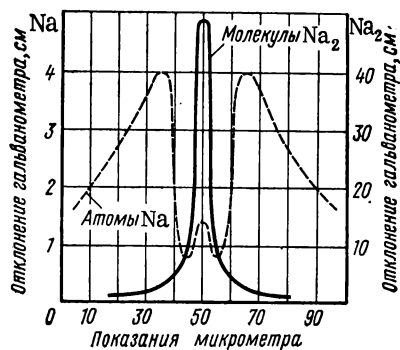


Рис. 1.3. Фотомикрограмма «осадка» для атомов и молекул натрия

Известно, что атомы водорода, серебра, щелочных металлов и других элементов первой группы не обладают орбитальными механическими и магнитными моментами (далее рассмотрено подробнее). Следовательно, для таких атомов вообще не должно наблюдаться отклонение в магнитном поле. Кроме того, по правилу пространственного квантования, если бы даже $n_\phi = 1$, магнитное квантовое число m в соответствии с возможными по Бору значениями для $\cos \alpha$ при $n = 1$ должно было равняться $+1, 0, -1$, т. е. на пластинке должны были образоваться три полосы вместо наблюдаемых двух. Модель Бора не объясняет также аномальный эффект Зеемана, тонкую структуру спектральных линий и многое другое.

КВАНТОВАЯ МОДЕЛЬ АТОМА

Основной недостаток теории Бора заключался в том, что она представляла собой компромиссное сочетание классической физики с квантовой теорией излучения. Методологически теория Бора требовала решения задач средствами классической физики с последующим отбором дискретных величин, удовлетворяющих требованиям квантовой механики. Выводы теории Бора оказались справедливыми лишь для самых простейших случаев.

Последовательное применение квантовой теории внесло поправки в некоторые из приведенных ранее формул квантования:

квантование орбитального момента количества движения [ср. с формулой (1.3)]:

$$|p_\phi| \rightarrow |p_l| = \sqrt{l(l+1)} \hbar; \quad (1.14)$$

квантование орбитального магнитного момента [ср. с формулой (1.4)]:

$$|\mu_l| = \sqrt{l(l+1)} \mu_B, \quad (1.15)$$

где l — орбитальное квантовое число, равное $0, 1, 2, \dots, (n-1)$;

пространственное квантование магнитного момента [ср. с формулой (1.11)]:

$$\mu_{lH} = m_l \mu_B, \quad (1.16)$$

где m_l — орбитальное магнитное квантовое число, принимающее значения: $-l, (-l+1), \dots, -1, 0, +1, \dots, (l-1), l$; всего $(2l+1)$ значений.

Одновременно с развитием квантовой теории и применением ее для объяснения явлений магнетизма было сделано значительное открытие, связанное с понятием *спина*.

В 1925 г. Гаудсмит и Юленбек высказали предположение о том, что электрон, помимо заряда и массы, обладает собственным моментом количества движения и соответствующим ему магнитным момен-

том. Это свойство электрона называли спином, потому что согласно классической физике спиновые свойства электрона можно объяснить вращением его вокруг своей оси (to spin — по-английски «вращаться»). Спин свойствен всем микрочастицам.

В 1928 г. создатель релятивистской квантовой теории П. Дирак показал, что свидетельство о наличии спина и его свойствах можно получить автоматически из теоретических выводов.

В соответствии с общими положениями квантовой механики собственный механический момент \mathbf{p}_s выражается [см. формулу (1.14)] через спиновое квантовое число s :

$$|\mathbf{p}_s| = \sqrt{s(s+1)} \hbar. \quad (1.17)$$

При этом проекция момента на ось z может принимать $(2s+1)$ значений в единицах \hbar .

Рассмотрим результаты опытов Штерна — Герлаха и Эйнштейна — де Гааза с учетом введенных на основе квантовой механики поправок и понятия спина.

В опыте Штерна — Герлаха исследовались элементы первой группы, у которых атомы не обладают орбитальными магнитными моментами. Поэтому было непонятно отклонение пучка атомов в магнитном поле. Наличие спинового магнитного момента это объясняет. Нельзя было также понять, почему пучок атомов разбивается на два. Теперь стало ясно, что этому соответствуют возможные ориентации спина относительно оси z :

$$2s+1=2. \quad (1.18)$$

Из формулы (1.18) следует, что $s=1/2$, т. е. спиновое квантовое число в отличие от орбитальных квантовых чисел является не целым, а полуцелым.

Опыт Штерна — Герлаха позволил непосредственно определить величину проекции спинового магнитного момента на ось z , которая оказалась равной магнетону Бора. Это значит, что в соответствии с (1.16)

$$\mu_{sH} = \mu_B = 2m_s \mu_B, \quad (1.19)$$

где

$$m_s = \pm \frac{1}{2}.$$

Магнитомеханические опыты показали, что

$$\gamma_s = e/m \quad (1.20)$$

или в единицах $e/2m$

$$g_s = 2. \quad (1.21)$$

Но это может быть только в том случае, если

$$|\mu_s| = 2 \sqrt{s(s+1)} \mu_B. \quad (1.22)$$

Действительно, на основании формул (1.17), (1.22) и (1.5) имеем

$$\gamma_s = \frac{\mu_s}{p_s} = \frac{2 \sqrt{s(s+1)} \mu_B}{\sqrt{s(s+1)} \hbar} = \frac{2\mu_B}{\hbar} = \frac{2\hbar e}{2m\hbar} = \frac{e}{m}. \quad (1.23)$$

В данном опыте (а также другими методами) получены следующие гироманнитные отношения g (в единицах $e/2m$):

Железо	1,93
Кобальт	1,85
Никель	1,84—1,92
Магнетит (Fe_3O_4)	1,93
Пермаллой	1,90

Эти данные свидетельствуют о том, что основную роль в образовании магнитных моментов атомов для ферромагнетиков играют спиновые моменты (g ближе к двум, чем к единице), хотя некоторое влияние оказывают и орбитальные моменты (g меньше двух).

ЭЛЕКТРОННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ И ЗАПОЛНЕНИЕ ОБОЛОЧЕК

Состояние движения изолированного электрона в кулоновском поле ядра атома характеризуется четырьмя квантовыми числами: n , l , m_l , m_s . Этими же числами характеризуют состояние электрона и сложных атомов, в которых имеет место взаимодействие между электронами.

Совокупность электронов, обладающих одним и тем же квантовым числом n , образует оболочку атома. Оболочки атома при $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ обозначают буквами K, L, M, N, O и т. д. соответственно.

Структура электронных оболочек сложных атомов объясняется на основе принципа *запрета Паули*, сформулированного в 1925 г. Предполагается, что в одном квантовом состоянии, определяющемся тремя квантовыми числами n, l, m_l , может находиться не более двух электронов с различным направлением спина. Отсюда следует, что в первой оболочке электронов может быть всего 2, во второй 8, в третьей 18, в четвертой 32 и т. д. Действительно, например, для второй оболочки $n = 2$ и возможные значения $l = 0$ или $l = 1$; $l = 0$ соответствует $m_l = 0$ и $l = 1$ соответствует $m_l = -1, 0, +1$, т. е. всего имеется четыре состояния, которые при условии заполнения каждого двумя электронами составляют оболочку, содержащую 8 электронов. Максимальное число электронов в оболочке равно $2n^2$.

Совокупность электронов с одним и тем же значением l называют *слоем**. Слои обозначают буквами: первый s , второй p , третий d ,

* Принятая терминология не является строго установленной.

Таблица 1.1

Распределение электронов
при нормальной последо-
вательности квантовых
состояний

n	s	p	d	f	g
	l = 0	l = 1	l = 2	l = 3	l = 4
1	2				
2	2	6			
3	2	6	10		
4	2	6	10	14	
5	2	6	10	14	18

четвертый *f*, пятый *g*. Число электронов в слое ограничено. Оно не может превышать в *s* — 2, в *p* — 6, в *d* — 10, в *f* — 14, в *g* — 18. Электронную конфигурацию атома записывают следующим образом: первым пишут число, означающее номер оболочки, второй — букву, означающую слой, в виде показателя степени у буквы указывают число электронов в данном слое. Например, $1s^2$, $2s^2$, $2p^6$ — это атом, который содержит два электрона в первом слое первой оболочки, два электрона в пер-

вом слое второй оболочки и шесть электронов во втором слое второй оболочки, что соответствует структуре атома неона.

При нормальной последовательности заполнения слоев с увеличением атомного номера элемента сначала заполняются слои электронов с меньшими порядковыми номерами, а потом с более отдаленными.

Распределение электронов при нормальной последовательности квантовых состояний приведено в табл. 1.1. Нормальный порядок заполнения не всегда имеет место, он нарушается, начиная с элемента калия. В атоме калия начинают заполняться не $3d$ -состояния, что должно было бы иметь место при нормальном порядке заполнения уровней, а $4s$ -состояния. «Запоздалая» застройка имеет место не только для $3d$ -состояния, но также для ряда других *d*- и *f*-слоев ($4d$, $4f$, $5d$, $5f$, $6d$). Элементы, в которых имеет место «запоздалая» застройка этих слоев, называют п е р е х о д н ы м и. Всего в таблице Менделеева (исключая трансурановые элементы) имеется 42 переходных элемента. К ним относятся и три ферромагнитных элемента: Fe, Ni, Co. Так, например, атом железа имеет структуру $1s^2$, $2s^2$, $2p^6$, $3s^2$, $3p^6$, $3d^6$, $4s^2$, т. е. у него при не полностью заполненном слое $3d$ (6 электронов вместо 10 в соответствии с табл. 1.1) заполняется *s*-слой четвертой оболочки.

МОМЕНТ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМА

Анализ экспериментальных данных по характеру взаимодействия между электронами в атоме показывает, что в большинстве случаев сила взаимодействия между спиновыми и орбитальными моментами всех электронов больше, чем сила взаимодействия между спиновым и орбитальным моментами каждого электрона. Такую связь называют *связью Рассела — Саундерса*. В этом случае п о л -

ный момент количества движения атома \mathbf{P}_J определяют следующим образом. Складывая орбитальные моменты всех электронов атома, находят суммарный орбитальный момент \mathbf{P}_L ; складывая спиновые моменты, находят суммарный спиновый момент \mathbf{P}_S .

Полный момент количества движения атома

$$\mathbf{P}_J = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_S. \quad (1.24)$$

Величины векторов \mathbf{P}_L , \mathbf{P}_S и \mathbf{P}_J можно представить в следующем виде:

$$|\mathbf{P}_L| = \sqrt{L(L+1)} \hbar; \quad (1.25)$$

$$|\mathbf{P}_S| = \sqrt{S(S+1)} \hbar; \quad (1.26)$$

$$|\mathbf{P}_J| = \sqrt{J(J+1)} \hbar, \quad (1.27)$$

где L , S , J — квантовые числа, характеризующие соответствующие моменты.

Квантовое число L может иметь все целочисленные значения от суммы квантовых орбитальных чисел l_i для отдельных электронов, входящих в расчет, до их наименьшей алгебраической суммы. Например, в случае двух электронов с квантовыми числами l_1 и l_2 возможны (при $l_1 > l_2$) следующие значения для L : $l_1 + l_2$; $l_1 + l_2 - 1$; ...; $l_1 - l_2$; всего $2l_2 + 1$ значений.

Квантовое число S для атома, содержащего N электронов, может принимать следующие значения:

$$\frac{N}{2}; \frac{N}{2} - 1; \dots; 0 \quad \text{при четном } N,$$

$$\frac{N}{2}; \frac{N}{2} - 1; \dots; \frac{1}{2} \quad \text{при нечетном } N.$$

Квантовое число J принимает следующие значения:

если $L > S$, то

$J = L + S; L + S - 1; \dots; L - S$ (всего $2S + 1$ значений);

если $L < S$, то

$J = S + L; S + L - 1; \dots; S - L$ (всего $2L + 1$ значений).

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ АТОМА

Для определения полного магнитного момента атома необходимо найти его составляющие: суммарный спиновый магнитный момент

$$|\mathbf{M}_S| = 2 \sqrt{S(S+1)} \mu_B, \quad (1.28)$$

суммарный орбитальный магнитный момент

$$|\mathbf{M}_L| = \sqrt{L(L+1)} \mu_B \quad (1.29)$$

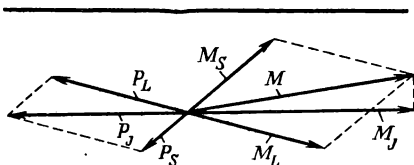


Рис. 1.4. Сложение механических и магнитных моментов электронной оболочки атома

и произвести их векторное суммирование:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_L + \mathbf{M}_S. \quad (1.30)$$

Найденный таким образом магнитный момент \mathbf{M} в силу гиромангнитной аномалии спина ($g_s = 2g_l$) не будет антипараллелен полному механическому моменту \mathbf{P}_J . Это иллюстрируется рис. 1.4, на котором масштабы

выбраны так, что $K_1 |\mathbf{M}_L| = K_2 |\mathbf{P}_L|$; тогда $K_1 |\mathbf{M}_S| = K_2 2 |\mathbf{P}_S|$ и $|\mathbf{M}|$ не лежит на одной прямой с $|\mathbf{P}_J|$.

Составляющие \mathbf{M}_L и \mathbf{M}_S магнитного момента прецессируют вокруг направления \mathbf{P}_J^* . При этом перпендикулярные к \mathbf{P}_J составляющие моментов в среднем по времени за период вращения равны нулю, ибо они непрерывно меняют свое направление, и полный магнитный момент \mathbf{M}_J^{**} электронной оболочки атома определяется только параллельными к \mathbf{P}_J составляющими моментов, т. е.

$$M_J = M_S \cos(\mathbf{P}_S, \mathbf{P}_J) + M_L \cos(\mathbf{P}_L, \mathbf{P}_J); \quad (1.31)$$

$$\cos(\mathbf{P}_S, \mathbf{P}_J) = \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\sqrt{J(J+1)}}; \quad (1.32)$$

$$\cos(\mathbf{P}_L, \mathbf{P}_J) = \frac{L(L+1) + J(J+1) - S(S+1)}{2\sqrt{L(L+1)}\sqrt{J(J+1)}}. \quad (1.33)$$

Отсюда

$$M_J = \left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right] \sqrt{J(J+1)} \mu_B = g_J \sqrt{J(J+1)} \mu_B, \quad (1.34)$$

где

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.35)$$

называют *фактором Ланде или g-фактором*.

Для чисто орбитального момента $S = 0$, $J = L$, $g_J = g_L = 1$; для чисто спинного $L = 0$, $S = J$, $g_J = g_S = 2$; в общем случае $2 > g_J > 1$ и представляет собой дробное число.

Векторы \mathbf{P}_J и \mathbf{M}_J подчиняются правилу пространственного квантования.

* В изолированном атоме, как в изолированной системе, вектор $\mathbf{P}_J = \text{const}$ по величине и направлению.

** Полный магнитный момент атома является \mathbf{M} , а \mathbf{M}_J представляет собой составляющую полного магнитного момента в направлении, параллельном \mathbf{P}_J ; но поскольку среднее значение \mathbf{M} за конечный промежуток времени равно \mathbf{M}_J , то его и называют полным магнитным моментом атома.

При этом следует отметить, что проекция

$$M_J = g_J m_J \mu_B, \quad (1.36)$$

где $m_J = J; (J - 1); \dots; (-J + 1); (-J)$ не является целым, кратным μ_B , поскольку g_J в общем случае дробное число.

Определение полного магнитного момента атома существенно облегчается в связи с тем, что у заполненных слоев как орбитальные, так и спиновые магнитные моменты скомпенсированы. Поэтому при рассмотрении надо учитывать только не полностью заполненные слои.

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Все вещества в природе можно считать магнетиками, так как они обладают определенными магнитными свойствами и соответствующим образом взаимодействуют с внешним магнитным полем. В течение длительного времени магнетики классифицировали по внешним признакам, прежде всего по их магнитной восприимчивости $k_m = I/H$, где I — намагниченность (интенсивность намагничивания); H — напряженность магнитного поля.

В зависимости от величины k_m и характера ее зависимости от H и температуры выделяли следующие основные типы магнетиков (магнитных явлений): *диамагнетики* (диамагнетизм), *парамагнетики* (парамагнетизм), *ферромагнетики* (ферромагнетизм). Затем установили, что кроме указанных трех групп следует выделять еще две: *антиферромагнетики* (антиферромагнетизм) и *ферримагнетики* (ферримагнетизм). Однако при этом формальный классификационный признак (k_m) оказывается несостоятельным. Поэтому рассмотрим магнетики с точки зрения природы микроносителей магнетизма и характера взаимодействий их между собой и с внешним полем.

Д и а м а г н и т н ы й э ф ф е к т является результатом воздействия внешнего магнитного поля на молекулярные токи и проявляется в том, что возникает магнитный момент, направленный в сторону, обратную внешнему полю (см. § 1.2). Следовательно, диамагнитная восприимчивость отрицательна; по величине она весьма мала ($k_m \approx -10^{-5}$) и в большинстве случаев не зависит от температуры и напряженности поля. Диамагнетизм существует во всех веществах независимо от структуры их атомов и видов связи, т. е. в жидком, твердом и газообразном состояниях. Однако «в чистом виде» он проявляется только в тех веществах (диамагнетиках), в которых имеет место полная взаимная компенсация как орбитальных, так и спиновых магнитных моментов. Для веществ, в которых собственный суммарный магнитный момент атомных образований не равен нулю, на диамагнетизм накладывается значительно больший его по величине нескомпенсированный момент электронов.

В этом случае наблюдаются другие типы магнитного состояния, подавляющие диамагнетизм.

Парамагнитный эффект возникает в веществах с наличием нескомпенсированных магнитных моментов и отсутствием магнитного атомного порядка. Это проявляется в том, что в отсутствие внешнего поля векторы магнитных моментов под действием тепловой энергии располагаются равновероятно, в результате чего магнитный момент парамагнетика равен нулю. Под действием внешнего поля возникает направление преимущественной ориентации магнитных моментов, совпадающее с направлением поля, т. е. появляется положительная намагниченность ($k_m > 0$). Для большинства парамагнетиков k_m сильно зависит от температуры.

Ферромагнитный эффект состоит в том, что при температуре не выше точки Кюри (особой для каждого ферромагнетика) даже в отсутствие внешнего магнитного поля энергетически выгодно существование *ферромагнитного атомного порядка*. Этому порядку соответствует параллельное расположение спинов. Следовательно, даже в отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнетик находится в состоянии технического насыщения (*самопроизвольного, или спонтанного намагничивания*). Магнитная восприимчивость k_m ферромагнетиков имеет очень большое положительное значение и существенно зависит от напряженности магнитного поля и температуры.

Антиферромагнитный эффект характеризуется наличием *антиферромагнитного атомного порядка*, заключающегося в том, что в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты одинаковых соседних атомов или ионов вследствие взаимодействия ориентированы антипараллельно, так что результирующий магнитный момент равен нулю. При воздействии внешнего поля магнитные моменты стремятся установиться вдоль него, и антиферромагнетик обладает малой положительной k_m , величина которой зависит от температуры.

Ферримагнитный эффект представляет собой нескомпенсированный антиферромагнетизм (*ферримагнитный атомный порядок*).

Антиферромагнетизм и ферримагнетизм существуют при температуре не выше точки Нееля.

При температурах выше точки Кюри у ферромагнетиков и точки Нееля у антиферромагнетиков и ферримагнетиков атомный магнитный порядок разрушается и вещества переходят в парамагнитное состояние.

Диамагнетики и парамагнетики иногда объединяют под названием *слабых магнитных веществ*, не обладающих атомным магнитным порядком, а ферромагнетики и ферримагнетики — под названием *сильных магнитных веществ*, обладающих атомным магнитным порядком; для антиферромагнетиков характерен атомный магнитный порядок, но количественно этот эффект весьма мал.

§ 1.2. Диамагнетизм

К диамагнетикам относятся все инертные газы, водород, азот, хлор, аммиак и др., ряд металлов (цинк, золото, ртуть и т. д.), неметаллы (кремний, фосфор, сера и т. д.), а также дерево, мрамор, стекло, воск, нефть, вода и многие другие вещества. Внешне диамагнетики проявляются тем, что выталкиваются из неоднородного магнитного поля.

Объяснение явления диамагнетизма впервые было дано в 1905 г. Ланжевеном на основе классической электронной теории. Дальнейшие крупные работы в этой области принадлежат Паули (1920). Строгая квантовомеханическая теория диамагнетизма была разработана Ван-Флекуом.

Качественное объяснение явления диамагнетизма состоит в следующем. Под действием внешнего поля, по закону электромагнитной индукции, в замкнутом контуре (которым в данном случае является движущийся по орбите электрон) возникают электродвижущая сила и дополнительный ток. Этот ток создает момент, направленный, по закону Ленца, в сторону, обратную внешнему полю.

Математически диамагнетизм можно описать как результат прецессии электронных орбит атома относительно оси, проходящей через ядро атома параллельно направлению приложенного магнитного поля (рис. 1.5). В результате прецессии возникает изменение (торможение) угловой скорости движения $\Delta\omega$, что приводит к изменению магнитного момента на $\Delta\mu$.

Величины $\Delta\omega$ и $\Delta\mu$ можно определить на основании следующих рассуждений.

Предположим, что электрон движется с угловой скоростью ω_0 по круговой орбите радиусом R , плоскость которой перпендикулярна внешнему магнитному полю H (см. рис. 1.5, а). Будем также считать: величина поля недостаточна для того, чтобы вызвать деформацию системы (изменение радиуса R), что практически всегда имеет место.

При отсутствии магнитного поля на электрон действует центростремительная сила

$$F_0 = m\omega_0^2 R = \frac{mv_0^2}{R}, \quad (1.37)$$

где v_0 — линейная скорость электрона.

Наличие магнитного поля H приводит к возникновению силы Лоренца F_H , т. е. силы, действующей на заряженную частицу, движущуюся в электромаг-

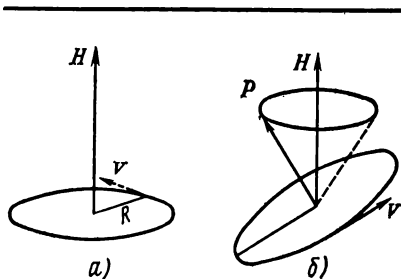


Рис. 1.5. Схематическое изображение прецессии электронной орбиты

нитном поле. В общем случае эта сила состоит из двух частей, обусловленных действием соответственно электрической и магнитной составляющих поля. В данном случае имеет место только магнитная составляющая:

$$F_H = -\mu_0 H e v_1^* = -\mu_0 H e v_1^*, \quad (1.38)$$

где ω_1 — измененное значение угловой скорости электрона.

Сила F_H перпендикулярна плоскости, в которой лежат векторы \mathbf{v} и \mathbf{H} , т. е. направлена так же, как центростремительная сила F_0 , по радиусу.

Результирующая сила

$$F = F_0 + (-F_H) = m\omega_1^2 R = m\omega_0^2 R - \mu_0 H e \omega_1 R. \quad (1.39)$$

Выражение (1.39) представляет собой квадратное уравнение относительно ω_1 ; решая его, получим

$$\omega_1 = -\frac{\mu_0 H e}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{\mu_0 H e}{2m}\right)^2 + \omega_0^2} \approx \omega_0 - \frac{\mu_0 H e}{2m}, \quad (1.40)$$

так как $\left(\frac{\mu_0 H e}{2m}\right)^2$ соизмеримо с ω_0^2 только в очень сильных полях (порядка 10^{11} А/м), которые в лабораторных условиях еще не получены. Положительное значение радикала взято потому, что, как указывалось, внешнее магнитное поле вызывает торможение электрона, т. е. $\omega_1 < \omega_0$.

Из (1.40) получаем

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1 = \frac{\mu_0 H e}{2m}. \quad (1.41)$$

Величину $\Delta\omega$ называют ларморовской частотой или частотой ларморовской прецессии. Поскольку в формулу (1.41) не входит радиус, частота прецессии определяется с помощью этого выражения для любого значения угла между \mathbf{H} и плоскостью орбиты.

Изменение угловой скорости на $\Delta\omega$ вызывает в соответствии с формулой (1.1) изменение магнитного момента на

$$\Delta\mu = -\frac{eR_{\perp}^2}{2} \Delta\omega, \quad (1.42)$$

где R_{\perp} — проекция радиуса орбиты на плоскость, перпендикулярную к \mathbf{H} **.

* Знак силы F_H определяется из условий: $\omega_1 > \omega_0$, $F_H > 0$ или $\omega_1 < \omega_0$, $F < 0$. Для случая диамагнетизма имеет место эффект торможения скорости и поэтому F_H отрицательна.

** Все предыдущие рассуждения проводились, как было отмечено, в предположении, что электрон движется по круговой орбите радиусом R , плоскость которой перпендикулярна к \mathbf{H} . Для данного случая $R_{\perp} = R$.

Знак минус в (1.42) означает, что $\Delta\mu$ и H направлены в противоположные стороны.

Подставив в (1.42) значение $\Delta\omega$ из (1.41), получим

$$\Delta\mu = -\frac{eR_{\perp}^3}{2} \frac{\mu_0 H e}{2m} = -\frac{e^2 R_{\perp}^3 \mu_0 H}{4m} = -\frac{e^2 S_{\perp} \mu_0 H}{4\pi m}, \quad (1.43)$$

где S_{\perp} — площадь проекции орбиты на плоскость, перпендикулярную направлению внешнего поля.

Преобразуем формулу (1.43) для атома, содержащего z электронов. При этом необходимо учесть, что в общем случае эллиптических орбит радиус имеет переменное значение; кроме того, вследствие теплового движения ориентация орбит относительно поля H и, следовательно, проекция радиуса на плоскость, перпендикулярную этому направлению, также меняются. Поэтому надо принимать средние по времени значения $\overline{R_{\perp}^3}$ и $\overline{S_{\perp}}$.

Для атома с равновероятной ориентацией орбит

$$\overline{R_{\perp}^3} = \frac{2}{3} \overline{R^3},$$

где $\overline{R^3}$ — среднее значение квадрата радиуса орбиты.

Следовательно, для грамм-атома

$$\Delta M_A = -N \frac{e^2 \mu_0 H}{6m} \sum_{i=1}^z \overline{R_i^3}, \quad (1.44)$$

где N — число Авогадро.

Отсюда грамм-атомная диамагнитная восприимчивость

$$k_{MA} = \frac{\Delta M_A}{H} = -N \frac{e^2 \mu_0}{6m} \sum_{i=1}^z \overline{R_i^3}. \quad (1.45)$$

Формула (1.45), называемая формулой Ланжевена — Паули, показывает, что диамагнитная восприимчивость зависит от радиусов электронных орбит и не зависит от температуры* и напряженности поля. Величины k_{MA} , подсчитанные по формуле (1.45) и определенные экспериментально, имеют одинаковый порядок.

Квантовомеханическая теория диамагнетизма для атомов и молекул со сферически симметричной электронной оболочкой дает выражение для k_{MA} , совпадающее с формулой (1.45). Разница заключается только в том, что расчет $\sum \overline{R_{\perp i}^3}$ производится квантовомеханически.

Изложенное относится к диамагнетизму атомных остовов. Диамагнетизм металлов можно рассматривать как сумму диамагнетиз-

* Объемная диамагнитная восприимчивость в отличие от грамм-атомной зависит от температуры, поскольку с изменением температуры меняется количество частиц в единице объема.

мов атомных остовов и электронного газа. Квантовомеханическое решение задачи по определению диамагнитной восприимчивости электронного газа было получено Л. Д. Ландау (1930 г.). Подсчеты показали, что эта восприимчивость не зависит от температуры и очень мала.

В данном параграфе рассматривались только нормальные диамагнетики. Помимо них, имеются аномальные диамагнетики (например, висмут), обладающие повышенной диамагнитной восприимчивостью, зависящей от температуры, и «сверхдиамагнетики», к которым относятся сверхпроводники.

Объяснение диамагнетизма представляет большой интерес, однако в технике диамагнитный эффект ввиду его малости практически не используется.

§ 1.3. Парамагнетизм

Магнитная восприимчивость парамагнетиков имеет положительное значение и при комнатных температурах равна 10^{-2} — 10^{-5} , т. е. парамагнетизм проявляется в направлении, обратном диамагнетизму, и несколько больше его по величине. Магнитная восприимчивость нормальных парамагнетиков в слабых полях не зависит от напряженности поля и существенно зависит от температуры.

Парамагнетики, помещенные в неоднородное магнитное поле, втягиваются в него.

Для парамагнетиков, у которых молекулярное взаимодействие между элементарными носителями магнетизма мало (например, для молекулярного кислорода, окиси азота и др.), температурная зависимость характеризуется установленным экспериментально в 1895 г. законом Кюри

$$k_m = C/T, \quad (1.46)$$

где C — постоянная Кюри.

Для парамагнетиков, у которых взаимодействием между элементарными носителями магнетизма (молекулярным полем) пренебречь нельзя, справедлив более общий закон Кюри — Вейсса

$$k_m = \frac{C}{T - \Delta}, \quad (1.47)$$

где Δ — постоянная Вейсса, различная для разных веществ (может быть и больше, и меньше нуля).

Имеются парамагнетики, для которых k_m очень слабо зависит от температуры (например, щелочные металлы) и с аномальной температурной зависимостью (титан, цирконий и др.).

Парамагнетики обладают свойствами насыщения, т. е. в очень сильных полях или при очень низких температурах их намагничен-

ность стремится к определенному пределу. Для намагничивания парамагнетиков до такого состояния, когда все элементарные магнитные моменты станут параллельными внешнему полю, при комнатных температурах требуется напряженность магнитного поля приблизительно 10^{11} А/м, а при температуре 1 К — $3 \cdot 10^5$ А/м.

Обязательным условием парамагнитного состояния является наличие в атомах или молекулах * некомпенсированных магнитных моментов μ_m , которые можно представить в виде элементарных магнетиков.

При отсутствии внешнего магнитного поля упорядоченному расположению этих магнетиков препятствует тепловое движение. Расчеты показывают, что энергия магнитного взаимодействия двух магнетиков составляет 10^{-23} Дж, а тепловая энергия даже при 10 К (-263° С) равна 10^{-22} Дж, т. е. на порядок выше. Поэтому при обычных температурах магнитные моменты разупорядочены и результирующая намагниченность равна нулю.

При наличии внешнего магнитного поля магнетики получают дополнительную энергию взаимодействия с полем

$$E_m = -\mu_0 H \mu_m \cos \theta, \quad (1.48)$$

где θ — угол между направлениями магнитного момента и внешнего магнитного поля.

Благодаря этому происходит упорядочение расположения магнитных моментов. Степень ориентации моментов и величина результирующего момента (результирующей намагниченности) определяются соотношением магнитной и тепловой энергий.

Задача нахождения величины намагниченности была решена в 1905 г. Ланжевеном на основе методов статистической физики.

Рассмотрим объем V вещества, содержащий N атомов с некомпенсированными магнитными моментами μ_m . Сведем все эти моменты в точку и окружим ее сферой единичного радиуса. Каждый из моментов на поверхности сферы изобразится в виде точки. При отсутствии внешнего магнитного поля расположение моментов будет равновероятно и, следовательно, вся поверхность сферы равномерно покрывается точками.

При наличии внешнего магнитного поля появится преимущественное расположение точек (ориентация моментов μ_m) по направлению поля; росту упорядоченности будет препятствовать тепловая энергия $E_t = kT$.

Согласно закону распределения Больцмана ** вероятность нахождения магнитных моментов с энергией E_m внутри телесного угла

* Большинство молекул, содержащих более одного атома, имеет четное число электронов, магнитные моменты которых компенсируют друг друга, такие молекулы диамагнитны. Молекулы с некомпенсированными магнитными моментами парамагнитны.

** Закон распределения гласит, что вероятность нахождения частицы в состоянии с энергией E пропорциональна $e^{-E/kT}$.

$d\Omega$, выделенного на сфере, можно представить следующим образом:

$$dN = A e^{-\frac{E_M}{kT}} d\Omega = A e^{-\frac{\mu_0 H \mu_M \cos \theta}{kT}} d\Omega, \quad (1.49)$$

где $e^{-\frac{E_M}{kT}}$ — функция Больцмана; A — коэффициент пропорциональности.

Обозначим

$$a = \frac{\mu_0 H \mu_M}{kT}, \quad (1.50)$$

тогда

$$dN = A e^{a \cos \theta} d\Omega. \quad (1.51)$$

Найдем значение A , для чего проинтегрируем выражение (1.51) по всей сфере:

$$N = A 2\pi \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta = 2\pi \frac{A}{a} (e^a - e^{-a}) = 4\pi \frac{A}{a} \operatorname{sh} a.$$

Отсюда

$$A = \frac{Na}{4\pi \operatorname{sh} a} \quad (1.52)$$

и

$$dN = \frac{Na}{4\pi \operatorname{sh} a} e^{a \cos \theta} d\Omega. \quad (1.53)$$

Проекция магнитного момента dN частиц на направление поля

$$dM = \mu_M dN \cos \theta. \quad (1.54)$$

Подставляя dN из (1.53), получим

$$dM = \frac{\mu_M Na}{4\pi \operatorname{sh} a} e^{a \cos \theta} \cos \theta d\Omega. \quad (1.55)$$

Чтобы найти результирующий момент, вновь произведем интегрирование по всей сфере:

$$M_N = \frac{\mu_M Na}{4\pi \operatorname{sh} a} 2\pi \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{\mu_M Na}{4\pi \operatorname{sh} a} 2\pi \frac{2}{a} \left(\operatorname{ch} a - \frac{\operatorname{sh} a}{a} \right),$$

откуда

$$M_N = \mu_M N \left(\operatorname{cth} a - \frac{1}{a} \right). \quad (1.56)$$

Функцию $L(a) = \operatorname{cth} a - \frac{1}{a}$ называют *функцией Ланжевена*.

При комнатных температурах и не очень сильных полях $a \ll 1$ *.

* При комнатной температуре и напряженности поля $H = 8 \cdot 10^5$ А/м $a \approx 1/400$.

Это означает, что энергия взаимодействия магнитного момента с полем мала по сравнению с энергией теплового движения. В данном случае $L(a) \approx a/3$. Учитывая, что $a = \frac{\mu_0 H \mu_m}{kT}$, вместо (1.56) получим

$$M_N = \frac{N \mu_m^2 \mu_0 H}{3kT}, \quad (1.57)$$

откуда намагниченность

$$I = \frac{M_N}{V} = \frac{N \mu_m^2 \mu_0 H}{V 3kT} \quad (1.58)$$

и объемная магнитная восприимчивость

$$k_m = \frac{I}{H} = \frac{N \mu_m^2 \mu_0}{V 3kT} = \frac{C}{T}, \quad (1.59)$$

где постоянная Кюри

$$C = \frac{N \mu_m^2 \mu_0}{V 3k}. \quad (1.60)$$

Формула (1.59) представляет собой закон Кюри [ср. с формулой (1.46)].

При доказательстве закона Кюри были допущены следующие упрощения:

а) не учтены силы взаимодействия между элементарными носителями магнетизма парамагнетика (молекулярное магнитное поле);

б) не принято во внимание правило пространственного квантования.

Для учета влияния молекулярного магнитного поля Вейсс предположил считать это поле пропорциональным намагниченности, появившейся вследствие упорядоченности. Поэтому в парамагнетике действует поле

$$H_{\text{эфф}} = H + nI, \quad (1.61)$$

где n — коэффициент пропорциональности.

Подставляя выражение для $H_{\text{эфф}}$ в формулу (1.58) и учитывая (1.59), получим

$$I = \frac{C}{T} (H + nI);$$

отсюда

$$k_m = \frac{I}{H} = \frac{C}{T - nC} = \frac{C}{T - \Delta}, \quad (1.62)$$

где Δ — постоянная Вейсса.

Выражение (1.62) представляет собой закон Кюри—Вейсса [ср. с формулой (1.47)].

Учет правила пространственного квантования сводится к тому, что угол θ может принимать не любые значения, а лишь дискретный ряд возможных значений. В соответствии с этим при квантовомеханическом выводе формулы (см., например, [1.2]) парамагнитного момента, аналогичной формуле (1.57), интегрирование заменяется суммированием дискретных значений.

При этом выражение для магнитной восприимчивости принимает следующий вид:

$$k_m = \frac{N\mu_0 J(J+1)\mu_B^2 g_J^2}{V3kT}. \quad (1.63)$$

Сравнивая (1.63) и (1.59), находим, что постоянная Кюри

$$C = \frac{N\mu_0}{V3k} [\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)]. \quad (1.64)$$

При рассмотрении магнитных свойств парамагнитных веществ следует также помнить о том, что, как уже указывалось (см. § 1.2), одновременно с парамагнетизмом обязательно имеет место и диамагнетизм. Поскольку эти эффекты обратны по знаку, суммарные магнитные свойства определяются их разностью; причем у большинства веществ парамагнетизм преобладает над диамагнетизмом.

Сравнение полученных формул с экспериментом показывает, что для парамагнитных газов и редкоземельных элементов, у которых парамагнетизм определяется магнитным моментом внутренних (недостроенных) слоев оболочек, слабо взаимодействующих между собой, свойства довольно точно отвечают закону Кюри; для парамагнитных металлов переходного ряда необходимо учитывать действие молекулярного поля. В некоторых случаях этому соответствует закон Кюри — Вейсса. Однако у некоторых парамагнетиков, например у многих солей железа, учет молекулярного поля путем введения поправки Δ [см. формулу (1.62)] является недостаточным. В таких веществах под действием поля кристалла возникает жесткая связь («замораживание») электронных орбит и под действием магнитного поля возможна ориентация только спиновых моментов. Свойства таких парамагнетиков не отвечают законам Кюри и Кюри — Вейсса.

Для некоторых металлов (например, щелочных), как отмечалось, магнитная восприимчивость очень слабо зависит от температуры.

Я. Г. Дорфман в 1923 г. высказал предположение о том, что причиной парамагнетизма таких металлов являются в первую очередь электроны проводимости («электронный газ»). В дальнейшем эта гипотеза получила подтверждение в квантовомеханической теории парамагнетизма.

Теория парамагнетизма Ланжевена базируется на классической статистической физике; для объяснения явления парамагнетизма электронного газа необходимо обратиться к статистике Ферми.

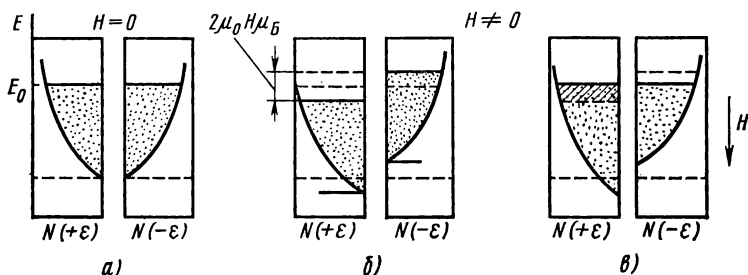


Рис. 1.6. К объяснению парамагнетизма электронного газа

Рассмотрим вопрос энергетического состояния системы при 0 К. По классической статистике 0 К означает, что все частицы собрались в фазовой ячейке с нулевой энергией. По статистике Ферми, это запрещено принципом Паули, который в применении к электронному газу можно сформулировать следующим образом: в фазовой ячейке, характеризующейся определенным значением кинетической энергии электрона, не может быть больше двух электронов с противоположно направленными спинами. Поэтому 0 К соответствует такое энергетическое состояние, при котором электроны наиболее плотно заполняют уровни с возможно меньшими значениями энергии.

При отсутствии магнитного поля плотность распределения спинов, направленных вверх и вниз, одинакова и имеет вид парабол (рис. 1.6, а).

Верхнюю границу энергии при таком распределении называют уровнем или энергией Ферми. При повышении температуры характер распределения изменяется, переходя при температуре около 10^5 К, когда тепловая энергия сравняется с энергией Ферми, в классическое распределение Максвелла — Больцмана. Однако при температурах существования твердых тел распределение электронов по энергиям мало отличается от распределения при 0 К.

При отсутствии внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент электронного газа равен нулю. При включении поля H энергия электронов со спином, параллельным полю, уменьшится на $\mu_B \mu_0 H$, а со спином, антипараллельным полю, увеличится на $\mu_B \mu_0 H$, и кривые сместятся так, как показано на рис. 1.6, б. Однако такое состояние не отвечает минимуму энергии и является неустойчивым. Поэтому часть антипараллельно направленных спинов перейдет в полосу с параллельными спинами, т. е. произойдет выравнивание уровней. В результате этого появится избыток электронов с параллельной ориентацией спинов и возникнет магнитный момент, обусловленный парамагнетизмом электронного газа (рис. 1.6, в).

Парамагнитная восприимчивость электронного газа может быть представлена * как

$$k_m = \frac{3n\mu_B^2\mu_0}{2E_0}, \quad (1.65)$$

где n — число электронов в единице объема; E_0 — энергия Ферми.

Сравнение формулы (1.65) с формулой (1.59) для магнитной восприимчивости идеального парамагнетика показывает, что:

а) парамагнитная восприимчивость металлов (электронного газа) в отличие от парамагнитной восприимчивости идеальных парамагнетиков не зависит от температуры (при более строгом определении имеется небольшая зависимость k_m от T);

б) парамагнетизм у металлов меньше, чем у идеальных парамагнетиков, так как $E_0 \gg kT$.

Электронный газ обладает и диамагнетизмом, что необходимо иметь в виду при определении суммарной намагниченности.

Ранее было рассмотрено поведение парамагнетиков при условии $\mu_0 H \mu_m \ll kT$, т. е. при сравнительно слабых полях и обычных температурах. В очень сильных полях или при очень низких температурах указанное допущение не может быть принято. Для этих условий теория показывает, что магнитная восприимчивость зависит от напряженности поля и парамагнетикам свойственно явление насыщения, что подтверждается и опытом.

Долгое время парамагнитный эффект ввиду своей малости не находил применения в технике, однако в последнее время это положение изменилось.

В физике используется метод получения особо низких температур путем адиабатического размагничивания парамагнетиков. Испарение жидкого гелия позволило получить температуру $T = 0,71$ К; с помощью размагничивания парамагнетиков удалось достигнуть температуры $T = 0,0044$ К. Ограничение нижнего предела температуры при использовании метода испарения объясняется следующим. При температурах порядка 3—4 К даже гелий существует в газообразном состоянии только при очень низких давлениях. Поэтому работа на расширение в адиабатических условиях очень мала и понижение температуры за счет уменьшения внутренней энергии хладагента незначительно. Метод адиабатического размагничивания парамагнетика для получения особо низких температур основан на том, что в этих условиях работа на размагничивание производится за счет уменьшения внутренней энергии тела, т. е. сопровождается понижением его температуры. Техническая реализация метода состоит в следующем. В качестве парамагнетика используют вещества с возможно меньшим собственным магнитостатическим взаимодействием между магнитными диполями. Этому требованию хорошо отвечают, например, водные кристаллы хромокалиевых

* Вывод формулы (1.65) см., например, в [1.2].

квасцов, разбавленные диамагнитными алюмокалиевыми квасцами. Цилиндр, спрессованный из этих солей, подвешивают на нетеплопроводящих нитях внутри трубки, которую теплоизолируют с помощью двойного дюара (наружный заполняют жидким азотом; внутренний — жидким гелием). Дюары с трубкой помещают в поле электромагнита. Трубку заполняют газообразным гелием под давлением 0,05—1 мм рт. ст., что обеспечивает температуру порядка 1 К и тепловой контакт между парамагнетиком и внутренней стенкой дюара. Включают поле, достаточное для намагничивания парамагнетика (порядка 1500—2000 кА/м). При этом происходит упорядочение направлений магнитных моментов, сопровождающееся уменьшением энтропии и выделением тепла (магнитокалориметрический эффект). Это тепло передается через газообразный гелий, заполняющий трубку, внутреннему дюару и в конечном итоге устанавливается начальная температура. Далее создают условия для адиабатического (т. е. без притока или отдачи тепла) размагничивания. С этой целью откачивают гелий из трубки для обеспечения высокого вакуума. Образец размагничивают, выключая поле. При этом процесс происходит при постоянной энтропии, поэтому магнитная энтропия (разупорядочение магнитных моментов) увеличивается за счет уменьшения тепловой энтропии, т. е. понижения температуры. Получение еще более низких температур (порядка 0,0001 К) возможно путем использования энтропии ядерных спинов, взаимодействие между которыми чрезвычайно мало. Однако реализация такого охлаждения пока еще сопряжена с большими техническими трудностями.

Парамагнитный эффект используют также в квантовых парамагнитных усилителях и для решения других технических задач: в газоанализаторах на кислород, при исследовании физико-химической структуры вещества и т. д.

§ 1.4. Общие сведения о ферромагнетизме

К ферромагнетикам относятся железо, никель, кобальт, их соединения и сплавы, а также некоторые сплавы марганца, серебра, алюминия и др. При относительно низких температурах ферромагнитны некоторые редкоземельные элементы (гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий, эрбий и тулий).

Все ферромагнетики характеризуются:

- 1) кристаллическим строением;
- 2) большим положительным значением магнитной восприимчивости (магнитной проницаемости), а также существенной и нелинейной ее зависимостью от напряженности поля и температуры;
- 3) способностью намагничиваться до насыщения при обычных температурах даже в слабых полях;

- 4) гистерезисом — зависимостью магнитных свойств от предшествующего магнитного состояния («магнитной предыстории»);
- 5) точкой Кюри, т. е. температурой, выше которой материал теряет ферромагнитные свойства.

КРИВЫЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Магнитные свойства ферромагнетиков характеризуются зависимостями магнитной индукции B или намагниченности I^* от напряженности поля H и потерь на перемагничивание P от индукции и частоты.

Зависимости вида $B = f(H)$ или $B_i = f(H)$ называют кривыми намагничивания. Ранее было отмечено, что магнитные свойства материала зависят не только от напряженности поля, температуры, наличия или отсутствия механических напряжений и т. д., но и от предшествующего магнитного состояния.

Во многих случаях для получения кривых намагничивания в качестве исходного принимают размагниченное состояние образца, при котором в отсутствие внешнего поля индукция равна нулю и нет преимущественного направления намагничивания доменов (о доменной структуре см. § 1.8), т. е. их магнитные моменты расположены статистически равномерно.

Наилучшее размагничивание возможно при нагреве материала выше точки Кюри и последующего охлаждения при отсутствии внешнего поля. Однако в технике этот способ применяют редко в связи с неудобствами его практического осуществления. Чаще всего образец размагничивают, воздействуя на него переменным полем с убывающей до нуля амплитудой, используя для этой цели специальные устройства или измерительную схему.

Максимальная напряженность размагничивающего поля, необходимая для полного размагничивания, различна у разных групп материалов и должна в несколько раз превышать значение коэрцитивной силы. Требуется также, чтобы частота поля не была большой, иначе размагничиванию будет препятствовать экранирующее действие вихревых токов. Для размагничивания металлических материалов лучше всего применять поле с частотой 5—10 Гц и скоростью убывания не больше 1—2% при каждом цикле. Практически часто используют поле с частотой 50 Гц или непрерывно коммутируют и уменьшают постоянное поле.

При намагничивании предварительно размагниченного образца различают следующие типы зависимостей:

- 1) начальную (нулевую) кривую намагничивания, которую получают при монотонном увеличении H ;

* Зависимость I от H обычно изображают в координатах: для СИ — $\mu_0 I = f(H)$, для системы СГСМ — $4\pi I = f(H)$, где $\mu_0 I$ ($4\pi I$) — «внутренняя» индукция B_i , называемая также иногда «магнитная поляризация».

2) *безгистерезисную (идеальную) кривую намагничивания*, получаемую при одновременном действии постоянного поля и переменного поля с убывающей до нуля амплитудой (кривая *a* рис. 1.7);

3) *основную (коммутационную) кривую намагничивания*, представляющую собой геометрическое место вершин симметричных петель гистерезиса, получающихся при циклическом перемагничивании (кривая *б* рис. 1.7).

Начальная кривая обычно мало отличается от основной.

Начальная кривая намагничивания зависит от случайных причин, например от механических сотрясений, колебаний температуры, характера изменения намагничивающего поля и др. Для этой кривой особенно сильно проявляется эффект Баркгаузена — нерегулярный, ступенчатый характер намагничивания. Следовательно, нулевая кривая не отвечает требованию хорошей воспроизводимости и не может быть использована для сравнительной оценки свойств различных материалов. Однако в последнее время выявлена возможность использования скачкообразных изменений намагниченности в магнитоизмерительной технике и для исследования физико-химических свойств магнитных материалов.

Безгистерезисная кривая намагничивания характеризуется быстрым ростом индукции до значения насыщения в слабых постоянных полях независимо от вида магнитного материала. Намагничивание согласно этой кривой имеет место только в некоторых случаях.

Основная кривая намагничивания является важнейшей характеристикой магнитных материалов, отвечает требованиям хорошей воспроизводимости и широко используется для характеристики намагничивания материалов в постоянных полях.

На основной кривой намагничивания принято различать три участка: начальный, соответствующий нижнему колену кривой, участок быстрого возрастания индукции (намагниченности) и участок насыщения (выше верхнего колена кривой).

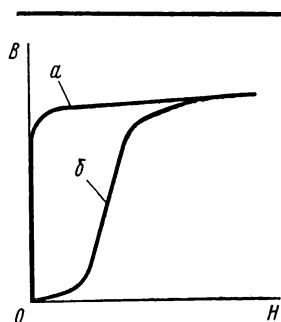


Рис. 1.7. Кривые намагничивания предварительно размагниченного образца

ПЕТЛЯ ГИСТЕРЕЗИСА

При циклическом перемагничивании кривая намагничивания образует петлю гистерезиса (рис. 1.8).

Если намагничивание происходит так, как показано стрелками на рис. 1.8, *a*, то при однократном прохождении петли точки *A*

и A' , соответствующие одному и тому же полю H , не совпадают, что объясняется различной для этих точек магнитной историей.

Для получения более определенной симметричной * (установившейся) петли (рис. 1.8, б) при измерениях в цепях постоянного тока производят так называемую магнитную подготовку, которая состоит в многократном (5—10 раз) коммутировании тока в намагничивающей обмотке после установления его величины.

Форма петли для данного материала зависит от значения поля H_{\max} . Для слабых полей она имеет вид эллипсов, с увеличением поля у нее начинают вытягиваться «носики», соответствующие точкам A_1 и A_2 (см. рис. 1.8, б).

Петлю гистерезиса, полученную при условии насыщения, называют предельной. В справочниках обычно приводятся симметричные предельные петли гистерезиса.

Основными характеристиками петли гистерезиса являются *остаточная индукция* B_r , *коэрцитивная сила* H_c и площадь петли, характеризующая *потери на гистерезис* P_h за один цикл перемагничивания.

Остаточной индукцией B_r называют индукцию, которая остается в предварительно намагниченном образце после снятия внешнего магнитного поля.

* В дальнейшем симметричную петлю будем называть петлей гистерезиса.

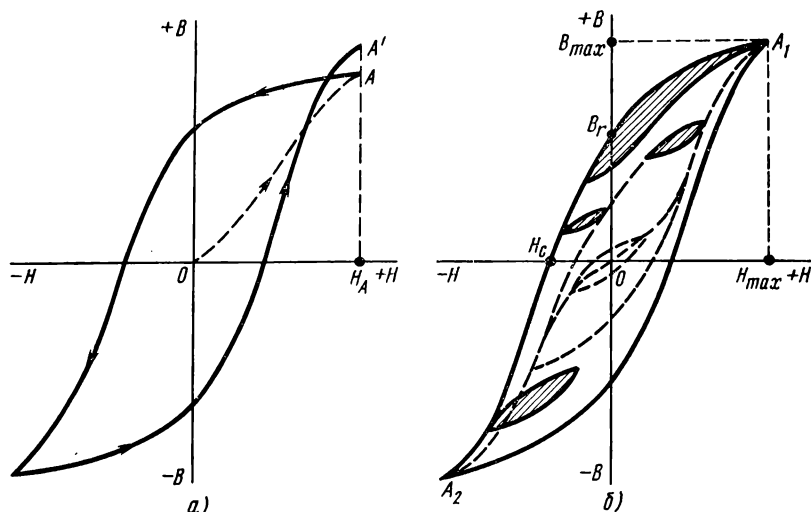


Рис. 1.8. Петли гистерезиса

Коэрцитивная сила H_c — это размагничивающее поле, которое должно быть приложено к предварительно намагниченному образцу, для того чтобы индукция в нем стала равной нулю.

При изображении петли гистерезиса в координатах $B_i = f(H)$ * (рис. 1.9) остаточная индукция сохраняет то же значение, что и в координатах $B = f(H)$, а коэрцитивная сила по намагниченности iH_c отличается от коэрцитивной силы по магнитной индукции H_c . Для большинства применяемых в технике магнитных материалов разница между этими величинами незначительна, однако для некоторых материалов (магнитотвердых с большими значениями коэрцитивной силы) iH_c и H_c могут отличаться очень сильно.

Потери на гистерезис, отнесенные к единице объема вещества (удельные потери), определяют по формуле

$$\rho_r, \text{ Дж/м}^3 = \oint H dB. \quad (1.66)$$

При перемагничивании материала с частотой f (Гц) потери на гистерезис подсчитывают как

$$\rho_r, \text{ Вт/кг} = f \frac{\oint H dB}{\gamma}, \quad (1.67)$$

где γ — плотность материала, кг/м³.

Большое значение для материалов, применяемых в постоянных магнитах, имеет *размагничивающий участок петли гистерезиса* — ее часть, расположенная во втором квадранте.

Кроме петли гистерезиса, вершины которой соответствуют основной кривой намагничивания, во многих случаях рассматривают так называемые *частные петли гистерезиса*, у которых вершины не лежат на основной кривой. Примеры частных петель приведены на рис. 1.8, б (они заштрихованы). Особое значение имеют частные петли возврата, получающиеся при уменьшении размагничивающего поля.

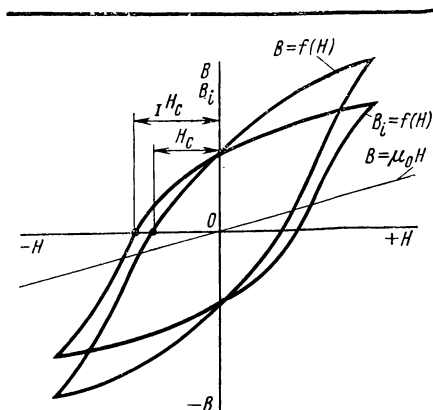


Рис. 1.9. Петли гистерезиса в координатах $B = f(H)$ и $B_i = f(H)$

* См. примечание на стр. 30.

Магнитную проницаемость называют абсолютной

$$\mu_a = B/H$$

и относительной *

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}.$$

Подставляя в эти отношения конкретные значения B и H , получают различные виды магнитной проницаемости, применяемые в технике (свыше нескольких десятков).

Наиболее часто используют понятия нормальной магнитной проницаемости μ^{**} , начальной $\mu_{нач}$, максимальной μ_{max} , дифференциальной $\mu_{диф}$ и импульсной $\mu_{и}$.

Для точки A рис. 1.10 магнитная проницаемость μ определяется как тангенс угла наклона секущей OA к оси абсцисс, т. е.

$$\mu = \operatorname{tg} \alpha = \frac{B_A}{\mu_0 H_A}. \quad (1.68)$$

Начальная и максимальная проницаемости представляют собой частные случаи нормальной проницаемости:

$$\mu_{нач} = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{\mu_0 H} = \operatorname{tg} \alpha_{нач}; \quad (1.69)$$

$$\mu_{max} = \frac{B_{\mu_{max}}}{\mu_0 H_{\mu_{max}}} = \operatorname{tg} \alpha_{max}, \quad (1.70)$$

т. е. наклон касательной на начальном участке кривой $B = f(H)$ характеризует начальную проницаемость, а наклон прямой, проведенной из начала координат

в точку верхнего перегиба кривой, соответствует максимальной проницаемости.

Дифференциальную проницаемость $\mu_{диф}$ определяют как производную от магнитной индукции по напряженности магнитного поля для любой точки кривой намагничивания, т. е. она представляет собой

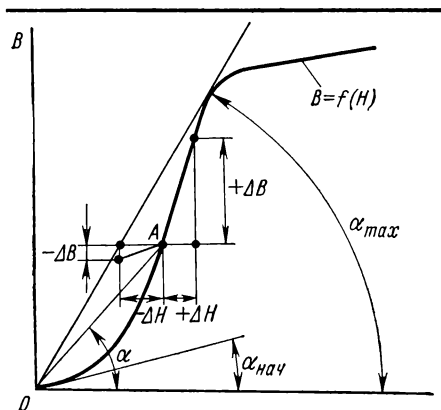


Рис. 1.10. К объяснению различных понятий магнитной проницаемости

* В дальнейшем будем пользоваться термином «магнитная проницаемость», опуская слово «относительная».

** Слово «нормальная» принято опускать.

тангенс угла между осью абсцисс и касательной к кривой намагничивания в этой точке:

$$\mu_{\text{диф}} = \frac{dB}{\mu_0 dH}. \quad (1.71)$$

Понятие $\mu_{\text{диф}}$ чаще всего используют при анализе вопросов, связанных с одновременным действием на магнитный материал постоянного H_0 и переменного $H \sim$ магнитных полей, и обычно при условии $H \ll H_0$ (см. § 4.1).

И м п у л ь с н а я п р о -
н и ц а е м о с т ь

$$\mu_i = \frac{\Delta B_i}{\mu_0 \Delta H_i}, \quad (1.72)$$

где ΔB_i — максимальное изменение магнитной индукции при намагничивании импульсным полем ΔH_i .

На рис. 1.11 представлена зависимость $\mu = f(H)$.

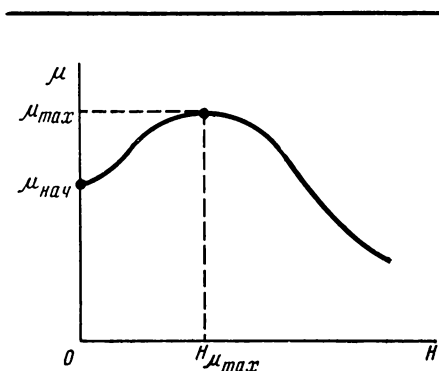


Рис. 1.11. Зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности поля H

НАМАГНИЧИВАНИЕ ПЕРЕМЕННЫМ ПОЛЕМ

При намагничивании магнитного материала переменным полем петля гистерезиса, характеризующая затраты энергии в течение одного цикла перемагничивания, расширяется (увеличивает свою площадь) как за счет *потерь на гистерезис* P_h , так и *потерь на вихревые токи* P_v и *дополнительные потери* P_d . Такую петлю называют *динамической*, а сумму составляющих потерь — *полными или суммарными потерями*.

Удельные потери на гистерезис при частоте перемагничивания f определяют по формуле (1.67).

Потери на вихревые токи зависят не только от магнитных, но также от электрических свойств материала (удельного электрического сопротивления) и формы сердечника. Для листового образца удельные потери на вихревые токи можно найти из выражения [2.3] .

$$p_v, \text{ Вт/кг} = \frac{164d^2f^2B_{\text{max}}^2}{\gamma\rho}, \quad (1.73)$$

где B_{max} — амплитуда магнитной индукции, Т; f — частота переменного тока, Гц; d — толщина листа, м; γ — плотность, кг/м³; ρ — удельное электросопротивление, Ом·м.

Дополнительные потери нельзя рассчитать аналитически, их определяют обычно как разность между

полными потерями и суммой потерь на гистерезис и вихревые токи:

$$P_d = P - (P_r + P_v). \quad (1.74)$$

В соответствии с определением основной кривой намагничивания (см. ранее) геометрическое место вершин динамических петель называют *динамической кривой намагничивания*, а отношение индукции к напряженности поля на этой кривой — *динамическим магнитной проницаемостью* μ_d .

При изменении во времени величин B и H необходимо учитывать два явления: искажение формы кривой и сдвиг по фазе между магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля.

Зависимость между B и H определяется формой динамической петли, поэтому при синусоидальном изменении одной из рассматриваемых величин в общем случае вторая изменяется несинусоидально (появляются высшие гармоники). Одновременное синусоидальное изменение B и H возможно лишь в случае эллиптической петли.

При заданном значении B_{\max} форма и площадь динамической петли зависят от того, что меняется по синусоидальному закону — магнитная индукция или напряженность поля.

При синусоидальной индукции петля уже (потери меньше), чем при синусоидальной напряженности поля. Это объясняется тем, что потери на вихревые токи возрастают очень быстро при наличии высших гармонических составляющих на кривой магнитной индукции [см. формулу (1.73)]. Чем большее сопротивление включено последовательно с намагничивающей обмоткой магнитного элемента, тем ближе к синусоидальной форма кривой напряженности магнитного поля (сильнее искажена кривая индукции), и наоборот (подробно см. в [1.13]).

Отставание по фазе кривой индукции от кривой напряженности поля объясняется действием вихревых токов, препятствующих, согласно закону Ленца, изменению индукции, гистерезисом и магнитной вязкостью. Угол отставания δ называют *углом потерь*.

Математический учет искажений формы кривой и сдвига по фазе в зависимости $B = f(H)$ при намагничивании переменным полем, предложенный В. К. Аркадьевым [1.3], нашел широкое применение.

В. К. Аркадьев заменил реальную динамическую петлю эквивалентным эллипсом, уравнения которого в координатах h и b имеют вид:

$$h = H_{\max} \sin \omega t; \quad (1.75)$$

$$b = B_{\max} \sin (\omega t - \delta). \quad (1.76)$$

Введение эквивалентного эллипса не только позволяет решить сложную задачу, но во многих случаях и приблизиться к реальным условиям намагничивания, так как в слабых полях и на высоких

частотах динамическая петля практически имеет форму эллипса. Если ввести составляющую индукции $B_{\max 1} = B_{\max} \cos \delta$, совпадающую по фазе с напряженностью H , и составляющую $B_{\max 2} = B_{\max} \sin \delta$, отстающую на 90° от напряженности H , то можно показать, что $B_{\max 1}$ связана с обратимыми процессами превращения энергии при перемагничивании, $B_{\max 2}$ — с необратимыми [1.13].

Соответственно значениям H_{\max} , B_{\max} , $B_{\max 1}$, $B_{\max 2}$ и углу потерь δ для характеристики магнитных свойств материалов, используемых в цепях переменного тока, существуют следующие виды магнитной проницаемости: *амплитудная (полная) μ_p , упругая (консервативная) μ' , вязкая (проницаемость потерь) μ'' , комплексная $\tilde{\mu}$.*

А м п л и т у д н а я п р о н и ц а е м о с т ь

$$\mu_p = \frac{B_{\max}}{\mu_0 H_{\max}} \quad (1.77)$$

не определяет фазового сдвига и должна быть пополнена другими понятиями.

У п р у г а я п р о н и ц а е м о с т ь

$$\mu' = \frac{B_{\max 1}}{\mu_0 H_{\max}}. \quad (1.78)$$

П р о н и ц а е м о с т ь п о т е р ь

$$\mu'' = \frac{B_{\max 2}}{\mu_0 H_{\max}}. \quad (1.79)$$

К о м п л е к с н а я п р о н и ц а е м о с т ь

$$\tilde{\mu} = \frac{\dot{B}}{\mu_0 \dot{H}} \frac{B_{\max} e^{j(\omega t - \delta)}}{\mu_0 H_{\max} e^{j\omega t}} = \mu_p e^{-j\delta} = \mu' - j\mu''. \quad (1.80)$$

Очевидно, что последний вид проницаемости описывает процессы намагничивания в переменных полях наиболее полно.

При магнитных измерениях в переменных полях чаще всего применяют зависимости $B_{\max} = f(H_{\max})$ с одновременным изменением угла потерь δ . Пользуются и другими зависимостями, например $B_{\max 1} = f(H_{\max 1})$, где $B_{\max 1}$ и $H_{\max 1}$ — амплитудные значения первых гармоник. (Вопросы методики магнитных измерений рассмотрены в гл. 3.)

При исследовании магнитных материалов, используемых в специальных режимах намагничивания (например, импульсном, при одновременном действии переменного и постоянного полей), измеряют, рассматривают и применяют в расчетах самые разнообразные кривые намагничивания. Некоторые из них рассмотрены далее.

Все изложенное о магнитных характеристиках относилось к замкнутой магнитной цепи, например к кольцевым образцам, витым сердечникам трансформаторов и дросселей и т. п. Однако на практике в большинстве случаев магнитная цепь является разомкнутой, т. е. содержит воздушный зазор, обладающий, как правило, большим магнитным сопротивлением по сравнению с остальной частью цепи. Наличие зазора может существенно изменить ход кривых намагничивания, значения проницаемости, стабильности и другие свойства.

В теле с воздушным зазором при его намагничивании возникают свободные полюса, создающие размагничивающее поле H_{\ominus} , направленное навстречу внешнему намагничивающему полю H_e . Магнитные свойства такого тела определяются внутренним полем

$$H_i = H_e - H_{\ominus}. \quad (1.81)$$

Размагничивающее поле приближенно можно считать пропорциональным намагнитченности. Коэффициент пропорциональности между ними называют коэффициентом размагничивания по намагнитченности N_p . Можно записать

$$H_{\ominus} = N_p I^*. \quad (1.82)$$

Точное значение N_p имеют только однородно намагнитченные тела, к которым относятся эллипсоиды вращения. Например, для шара $N_p = 1/3$, для бесконечно длинного цилиндра, продольная ось которого перпендикулярна внешнему полю, $N_p = 1/2$ и изменится, если цилиндр расположить относительно поля по-другому и т. д.

Практически в большинстве случаев имеем неоднородно намагнитченные тела, у которых I , а следовательно, и N_p в разных точках различны. Поэтому пользуются некоторыми усредненными значениями N_p , определяемыми по приближенным формулам или справочным таблицам для тел заданной формы.

Кроме коэффициента размагничивания по намагнитченности N_p , иногда используют коэффициент размагничивания по магнитной индукции N_B . Связь между N_p и N_B можно установить следующим образом:

$$H_{\ominus} = N_p I = N_B B = N_B \mu_0 (H_i + I) \approx N_B \mu_0 I$$

(так как обычно $H_i \ll I$), откуда

$$N_B \approx N_p / \mu_0. \quad (1.83)$$

Чаще всего коэффициент размагничивания применяют при графоаналитических методах расчета магнитных цепей. На рис. 1.12

* Формула (1.82) справедлива для СИ; для системы СГСМ $H_{\ominus} = NI$, где $N = 4\pi N_p$.

приведено геометрическое изображение H_e , H_o , H_i , N_B и B .

Зависимость $B = f(H_i)$, полученную для замкнутой магнитной цепи ($N_p = 0$), называют кривой намагничивания вещества. Если из произвольной точки A этой кривой провести до пересечения с осью абсцисс луч AC так, чтобы $\operatorname{tg} \theta = N_B^*$, то отрезки

$$OD = H_i \quad \text{и}$$

$$\begin{aligned} OC &= OD + DC = H_i + CE \operatorname{tg} \theta = \\ &= H_i + B_A N_B = H_i + H_o = H_e. \end{aligned}$$

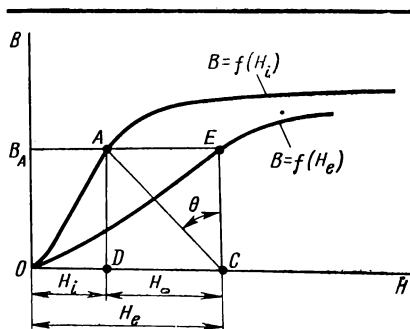


Рис. 1.12. Геометрическое изображение коэффициента размагничивания

Луч AC называют иногда линией коэффициента размагничивания (линией среза). Так как $AD = CE = B_A$, точка E соответствует значению магнитной индукции в теле, помещенном во внешнее магнитное поле H_e . Выполнив построение для других точек кривой $H_i = f(B)$, получим точки, аналогичные точке E . Кривую $B = f(H_e)$, проведенную через эти точки, называют кривой намагничивания тела.

Сравнивая кривые намагничивания вещества и тела, можно сделать следующее замечание. Чем больше коэффициент размагничивания, т. е. чем короче и толще образец, тем более пологий вид принимает кривая намагничивания тела. Отсюда следует, что при больших воздушных зазорах ход кривой намагничивания определяется в основном не магнитными свойствами материалов, а конструкцией цепи.

В. К. Аркадьев, кроме понятия магнитной проницаемости вещества $\mu = B/\mu_0 H_i$, ввел понятие магнитной проницаемости тела $\mu_o = B/\mu_0 H_e$, которое учитывает как свойства материала, так и конструкцию магнитной цепи.

Для СИ

$$\mu_o = \frac{1}{1 + N_p(\mu - 1)} \mu. \quad (1.84)$$

Из формулы (1.84) следует, что чем больше проницаемость вещества μ (меньше $1/\mu$), тем сильнее зависимость магнитной проницаемости тела от конструкции цепи, в пределе приближаясь к проницаемости формы μ_ϕ .

Для СИ

$$\mu_\phi = 1/N_p. \quad (1.85)$$

* При определении угла θ необходимо учитывать масштабы графика.

Магнитная проницаемость тела всегда меньше проницаемости вещества и меньше зависит от напряженности намагничивающего поля, а также от изменений, вызванных внешними причинами (температурой, механическими напряжениями и т. п.), т. е. стабильность свойств разомкнутой магнитной цепи выше стабильности замкнутой цепи из того же материала. Эту особенность учитывают на практике. Например, для повышения стабильности ферритовых магнитопроводов в них иногда специально вводят воздушные зазоры, но при этом уменьшается проницаемость (см. § 2.8).

Графическое построение рис. 1.12 можно применить и к петле гистерезиса. Это важно прежде всего для цепей с постоянными магнитами, в которых наличие воздушного зазора является обязательным (см. гл. 2).

§ 1.5. Теория ферромагнетизма Вейсса

Теория ферромагнетизма должна объяснять прежде всего способность ферромагнетиков намагничиваться до насыщения при комнатных температурах даже в слабых полях и наличие точки Кюри.

Ферромагнетики являются элементами переходного ряда и, так же как парамагнетики, обладают нескомпенсированными спинами. Указанная особенность необходима, но недостаточна для существования ферромагнетизма, потому что, как было указано в § 1.3, дезориентирующее тепловое движение требует для намагничивания до насыщения при обычных температурах очень сильные поля.

Вейсс считал, что в ферромагнетиках благодаря особенностям их структуры всегда действуют мощные внутримолекулярные поля, вызывающие *самопроизвольное (спонтанное) намагничивание* ферромагнетика даже при отсутствии внешнего магнитного поля * (первая гипотеза Вейсса).

Однако из опыта известно, что в отсутствие внешнего магнитного поля результирующий магнитный момент ферромагнитных тел равен нулю **, что противоречит, на первый взгляд, наличию самопроизвольного намагничивания. Для объяснения этого кажущегося противоречия Вейсс выдвинул гипотезу о том, что при $H = 0$ энергетически выгодным является такое состояние, при котором ферромагнитное тело разбивается на большое число областей макроскопического размера с равновероятным распределением направлений магнитных моментов, вследствие чего результирующий

* Впервые предположение о существовании внутренних сил, помогающих намагничиванию ферромагнетиков, было высказано в 1892 г. русским ученым Б. Л. Розингом.

** Остаточная намагниченность относится к вторичным явлениям.

магнитный момент тела оказывается равным нулю (вторая гипотеза Вейсса). Эти области были названы д о м е н а м и. Дальнейшие исследования подтвердили предположения Вейсса.

Основные положения первой гипотезы Вейсса рассмотрим на простейшей модели ферромагнетика — свободном газе электронных спинов, под которым будем понимать совокупность нескомпенсированных спинов в узлах решетки ферромагнетика.

Обозначим: N — общее число электронов; r — число электронов с «правой» ориентацией; l — число электронов с «левой» ориентацией спинов.

Относительная намагниченность

$$y = \frac{r-l}{N}. \quad (1.86)$$

Учтя, что $r + l = N$, получим

$$r = \frac{N}{2} (1 + y); \quad (1.87)$$

$$l = \frac{N}{2} (1 - y). \quad (1.88)$$

Исходя из положения о том, что в устойчивом состоянии любое тело обладает минимумом свободной энергии F , можно установить связь внутренней энергии U , обуславливающей самопроизвольную намагниченность, с величиной намагниченности y и температурой T . По законам термодинамики

$$F = U - ST. \quad (1.89)$$

Здесь S — энтропия тела, связанная со статистической вероятностью состояния W равенством

$$S = k \ln W, \quad (1.90)$$

где k — постоянная Больцмана.

Вероятность состояния равна числу возможных способов осуществления состояния с заданной y :

$$W = \frac{N!}{r!l!}. \quad (1.91)$$

Подставляя (1.91) в (1.90), получим

$$S = k (\ln N! - \ln r! - \ln l!). \quad (1.92)$$

Используя формулу Стирлинга $\ln n_i! = n_i (\ln n_i - 1)$, преобразуем (1.92) следующим образом:

$$S = k (N \ln N - r \ln r - l \ln l). \quad (1.93)$$

Учитывая (1.86) — (1.88), получим для энтропии следующее выражение:

$$S = \frac{1}{2} Nk [(1 + y) \ln (1 + y) + (1 - y) \ln (1 - y)]. \quad (1.94)$$

Минимум свободной энергии находим согласно условию

$$\partial F / \partial y = 0. \quad (1.95)$$

Считаем, что внешнее поле отсутствует, т. е. $H = 0$. При этом следует иметь в виду две возможные предпосылки:

- а) энергия U тела не зависит от намагниченности;
- б) энергия U тела является функцией намагниченности.

Для случая, когда U не зависит от y , условие (1.95) можно представить так:

$$\ln(1+y) - \ln(1-y) = 0. \quad (1.96)$$

Но это возможно только, если $y = 0$, т. е. равновесному состоянию ферромагнетика при отсутствии внешнего поля соответствует отсутствие самопроизвольной намагниченности, что противоречит теории Вейсса.

Для случая, когда U является функцией намагниченности, выражение (1.89) можно переписать так:

$$F = U_0 + U(y) - TS, \quad (1.97)$$

где U_0 — постоянная составляющая внутренней энергии; $U(y)$ — часть внутренней энергии, зависящая от намагниченности y .

Вид функции $U(y)$ заранее неизвестен. Можно только указать на то, что, поскольку величина энергии U не зависит от знака y , эта функция четная, т. е.

$$U(y) = -A_1 N y^2, \quad (1.98)$$

где $A_1 > 0$ — энергия взаимодействия, рассчитанная на одну частицу при $y = \pm 1$.

Подставив (1.94) и (1.98) в (1.89), при условии $\partial F / \partial y = 0$ получим

$$\frac{4A_1}{kT} y = \ln \frac{1+y}{1-y}. \quad (1.99)$$

Уравнение (1.99) соответствует экстремуму, однако не ясно, максимуму или минимуму функции он отвечает.

Для анализа уравнения (1.99) введем вспомогательную переменную:

$$q = \frac{4A_1}{kT} y; \quad q = \ln \frac{1+y}{1-y}. \quad (1.100)$$

Графическое решение уравнений (1.100) в координатах $y = f(q)$ приведено на рис. 1.13, где I — логарифмическая кривая $q = \ln \frac{1+y}{1-y}$; II , III , IV — прямая линия $q = \frac{4A_1}{kT} y$ для различных значений T .

Решение уравнения (1.99) соответствует точкам пересечения этих кривых.

Из рис. 1.13 и уравнений (1.100) видно, что

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{4A_1}{kT}. \quad (1.101)$$

В равенстве (1.101) единственной переменной является температура T . Для достаточно низких температур прямая имеет три точки пересечения с кривой. При некотором критическом значении температуры Θ прямая превращается в касательную. Угловой коэффициент касательной находят из условия совпадения углов наклона функций (1.100) в точке $y = 0$:

$$\left. \frac{\partial q}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{4A_1}{k\Theta} = 2; \quad (1.102)$$

откуда

$$\Theta = \frac{2A_1}{k}, \quad (1.103)$$

где Θ — точка (температура) Кюри.

При всех температурах выше точки Кюри для рассматриваемого случая ($H = 0$) $y = 0$, т. е. самопроизвольная намагниченность отсутствует. Покажем, что именно точки пересечения секущей с кривой $y = \pm y_1$ соответствуют минимуму, а точка $q = 0, y = 0$ — максимуму функции. Действительно, при $q = 0, y = 0$

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right)_{y=0} = Nk(T - \Theta).$$

Поэтому при $T < \Theta$ эта величина отрицательна и $y = 0$ соответствует максимуму свободной энергии, а точки пересечения при $y = \pm y_1$ отвечают минимуму, так как два максимума рядом быть не могут.

Таким образом, в отсутствие внешнего поля и при температурах ниже точки Кюри устойчивому состоянию ферромагнетика соответствует существование отличной от нуля намагниченности, температурная зависимость которой имеет вид [преобразованное уравнение (1.99)]

$$y = \operatorname{th} \frac{\Theta}{T} y. \quad (1.104)$$

При $T = \Theta$ намагниченность обращается в нуль, т. е. вещество теряет свои ферромагнитные свойства. На рис. 1.14 приведены

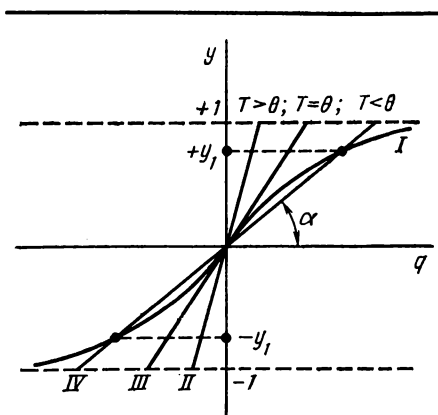


Рис. 1.13. График зависимости $y = f(q)$

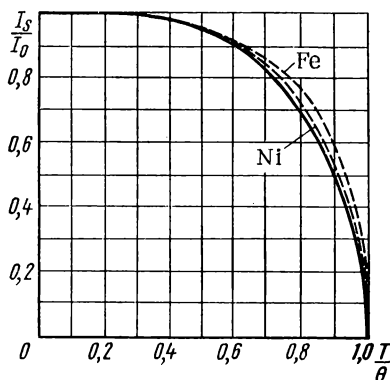


Рис. 1.14. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности (сплошная кривая получена путем расчета по формуле (1.104); пунктирные — по данным опыта)

графически зависимость (1.104) * и экспериментальные данные для железа и никеля. Кривые показывают удовлетворительное совпадение теории с опытом.

Выражение (1.103) позволяет подсчитать энергию A_1 по известному значению точки Кюри Θ , которую можно определить экспериментально. Для типичных ферромагнетиков $\Theta \approx 1000$ К и $A_1 \approx 10^{-20}$ Дж, т. е. для существования самопроизвольной намагниченности энергия взаимодействия между двумя электронами должна быть не меньше этой величины.

Вейсс предполагал, что A_1 имеет магнитную природу. Однако подсчеты показали, что эта энергия на атомных расстоя-

ниях не превышает 10^{-23} Дж, т. е. соответствует ферромагнетикам с точкой Кюри $\Theta \approx 1$ К.

В 1927 г. Я. Г. Дорфман измерил величину магнитного поля в ферромагнетиках. В его опытах наблюдалось отклонение пучков быстрых электронов при прохождении через намагниченную никелевую фольгу. Величина поля при этом оказалась меньше 1% от молекулярного поля Вейсса. Таким образом, опыты Дорфмана подтвердили, что молекулярное поле имеет немагнитную природу. Ориентировочная оценка сил электростатического происхождения показала, что их величина достаточна для существования самопроизвольной намагниченности. Действительно, энергия электростатического взаимодействия двух элементарных зарядов, находящихся на межуатомном расстоянии, приблизительно равна 10^{-19} — 10^{-20} Дж [1.9], т. е. достаточна для самопроизвольного намагничивания. Но классическая физика не могла объяснить, каким образом электростатическое поле может влиять на магнитные свойства вещества.

Новое решение вопроса о природе внутримолекулярного поля, приводящего к возникновению самопроизвольной намагниченности, было найдено при последовательном применении квантовой механики благодаря работам Я. И. Френкеля (1928) и независимо от него В. Гейзенберга (1928).

* Кривые даны в координатах $(I_s/I_0) = f(T/\Theta)$, где I_s — намагниченность при температуре T ; I_0 — намагниченность при 0 К.

§ 1.6. Квантовая теория самопроизвольной намагниченности

Рассмотренная в § 1.5 теория Вейсса базировалась на введении понятия фиктивного молекулярного поля, создающего упорядоченное расположение элементарных магнитных моментов, которому соответствует самопроизвольная намагниченность. Теорию Вейсса можно весьма успешно использовать для описания многих макроскопических магнитных явлений, но она не позволяет вскрыть природу молекулярного поля. Несостоятельность классической физики при решении этой задачи объясняется тем, что самопроизвольная намагниченность относится к внутриатомным явлениям и ее природу можно установить только с позиций атомной физики, на основе квантовомеханических понятий.

Поставленную задачу можно сформулировать следующим образом. Необходимо доказать, что при сильном электростатическом взаимодействии между электронами намагниченное состояние, т. е. наличие самопроизвольной намагниченности, является энергетически выгодным. Следует также определить условия, при которых электростатическое взаимодействие становится достаточным для возникновения самопроизвольной намагниченности, т. е. установить *критерий ферромагнетизма*.

Общее решение этой задачи, приведенное, например, в [1.9], весьма сложно и требует громоздких математических выкладок. В настоящей книге приводятся лишь общий ход решения задачи и конечные результаты.

Для установления некоторых важных исходных понятий рассмотрим вначале одну из простейших атомных структур — молекулу водорода.

На рис. 1.15 схематически показано расположение электронов и ядер молекулы водорода, состоящей из двух атомов. Определим энергию системы в зависимости от расстояния R между ядрами a и b .

Для этого обратимся к основному уравнению нерелятивистской квантовой механики — волновому уравнению Шредингера, которое можно представить в следующем виде:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x, y, z)]\psi = 0, \quad (1.105)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа; $\psi = \psi(x, y, z)$ — волновая функция, зависящая от координат x, y, z микрочастицы *; m, E, U — масса, полная энергия и потенциальная энергия частицы соответственно.

* Волновая функция зависит также от спиновой переменной σ , что учтено далее.

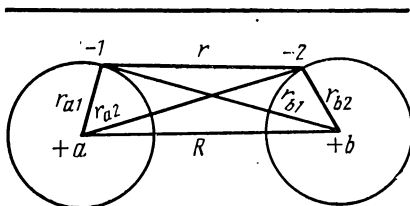


Рис. 1.15. Схематическое изображение расположения электронов и ядер в молекуле водорода

Важнейшими положениями квантовой механики являются:

1) корпускулярно-волновой дуализм, заключающийся в том, что микрочастицы обладают одновременно как свойствами корпускул, так и волновыми свойствами;

2) вероятностный характер описания поведения отдельных частиц.

Волновая функция ψ не имеет непосредственного физического смысла и не может рассматриваться как волна в пространстве. С помощью волновой функции можно лишь предсказать вероятность того, что в определенный момент времени частица будет находиться в соответствующей точке пространства. В общем случае функция ψ может быть комплексной: квадрат модуля этой функции, т. е. $|\psi|^2$, пропорционален плотности вероятности нахождения частицы в точке с координатами x, y, z .

Уравнение Шредингера для системы, содержащей два электрона и два ядра (см. рис. 1.15), можно представить следующим образом:

$$\left[\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \right] \psi = 0. \quad (1.106)$$

Здесь

$$\psi = \psi(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2), \quad (1.107)$$

где $x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2$ — пространственные координаты первого и второго электронов;

$$\Delta_1 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2}; \quad (1.108a)$$

$$\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2}; \quad (1.108b)$$

U — потенциальная энергия системы, равная сумме взаимодействий: между протонами (ядрами) $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R}$, электронами $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$, между электронами и протонами $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{a1}}, -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{a2}}, -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{b1}}, -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{b2}}$; поэтому

$$U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{a1}} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{b2}} \right). \quad (1.109)$$

Решение уравнения (1.106) обычно проводят методом последовательных приближений.

В нулевом приближении рассматривают систему, состоящую из двух изолированных атомов ($R \rightarrow \infty$) с электронами, находя-

щимися в s -состояниях. Полная энергия такой системы $E = 2E_0$, где E_0 — энергия каждого из невзаимодействующих атомов.

Обозначим через $\psi_a(1)$ волновую функцию электрона 1 в поле ядра атома a , через $\psi_b(2)$ — волновую функцию электрона 2 в поле ядра атома b . Тогда волновую функцию двух электронов можно представить в виде $\psi(1, 2) = \psi_a(1) \psi_b(2)$. Такое представление основано на вероятностном характере волновых функций и на том, что вероятность осуществления двух независимых событий равняется произведению вероятностей осуществления каждого из событий.

Дальнейшие рассуждения базируются на квантовомеханическом принципе тождественности частиц, который можно сформулировать следующим образом: все физические свойства различных экземпляров электронов аналогичны друг другу. Поэтому, если один из электронов заменить другим, то в рассматриваемой ситуации ничего не изменится.

Для нашего случая это выглядит так: если электрон 2 поместить в состояние a , занимаемое электроном 1, а электрон 1 поместить в состояние b , занимаемое электроном 2, т. е. поменять электроны местами, то ничего не изменится. Следовательно, волновая функция $\psi(2, 1) = \psi_a(2) \psi_b(1)$, получившаяся в результате такого обмена, также является решением уравнения Шредингера.

Таким образом, одной и той же энергии системы $2E_0$ соответствуют две различные волновые функции $\psi(1, 2)$ и $\psi(2, 1)$. По терминологии квантовой механики говорят, что система вырождена. Причиной вырождения в данном случае является возможность обмена электронами двух атомов («обменное вырождение»).

Согласно принципу суперпозиции* общее решение задачи можно представить в виде

$$\psi_0 = \alpha \psi_a(1) \psi_b(2) + \beta \psi_a(2) \psi_b(1). \quad (1.110)$$

Волновая функция ψ_0 описывает состояние системы, в которой $|\alpha|^2$ дает вероятность нахождения электрона 1 у атома a , а электрона 2 — у атома b ; $|\beta|^2$ дает вероятность обратного распределения.

После решения задачи в нулевом приближении ($R \rightarrow \infty$) перейдем к первому приближению — рассмотрению системы при сближении ядер с учетом электростатического взаимодействия между атомами. Влияние спина не учитываем.

Полная энергия системы

$$E = 2E_0 \pm E', \quad (1.111)$$

* Принцип суперпозиции заключается в следующем: если квантовая система может находиться в состояниях ψ_1 и ψ_2 , то она может находиться и в состоянии, описываемом волновой функцией $\psi = \alpha \psi_1 + \beta \psi_2$, где α и β — произвольные, в общем случае комплексные числа.

где E' — поправка, которую получают при учете электростатического взаимодействия атомов.

Предполагают, что волновая функция (1.110) является решением и в случае первого приближения. Задача сводится к подбору значений α , β и E' , удовлетворяющих уравнению Шредингера для всей молекулы водорода.

Анализ показывает (см., например, [1.9]), что существует два возможных решения:

$$\psi_0^{(1)} = \alpha [\psi_a(1) \psi_b(2) + \psi_b(1) \psi_a(2)], \quad (1.112)$$

которому соответствует энергия

$$E^{(1)} = 2E_0 + C + A, \quad (1.112')$$

и

$$\psi_0^{(2)} = \alpha [\psi_a(1) \psi_b(2) - \psi_b(1) \psi_a(2)], \quad (1.113)$$

которому соответствует энергия

$$E^{(2)} = 2E_0 + C - A. \quad (1.113')$$

Коэффициенты C и A из уравнений (1.112') и (1.113') равны:

$$C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{a2}} \right) |\psi_a(1)|^2 |\psi_b(2)|^2 dq_1 dq_2; \quad (1.114)$$

$$A = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} \right) \psi_a^*(1) \psi_b(1) \psi_a(2) \psi_b^*(2) dq_1 dq_2, \quad (1.115)$$

где $dq_1 = dx_1 dy_1 dz_1$; $dq_2 = dx_2 dy_2 dz_2$ — элементы объемов интегрирования по пространственным координатам электронов.

На основе равенств (1.112) и (1.113), а также (1.114) и (1.115) можно сделать следующие замечания.

При рассмотрении молекулы водорода с учетом сил электростатического взаимодействия между частицами (в первом приближении) было получено расщепление энергии системы на два уровня, различающихся на $2A$.

Коэффициент C в соответствии с выражением (1.114) представляет собой среднюю электростатическую (кулоновскую) энергию взаимодействия двух атомов, ядра которых находятся на расстоянии R , а заряды электронов «размазаны» по всему пространству с плотностями $e |\psi_a(1)|^2$ и $e |\psi_b(2)|^2$.

Коэффициент A не имеет классического аналога. Согласно выражению (1.115) он обладает размерностью энергии, которая носит электростатический характер, поскольку никакие другие виды взаимодействия не учитывались. Энергия A возникает благодаря тождественности частиц, позволившей произвести операцию обмена электронами между атомами. Поэтому A называют обменной энергией или интегралом обменной энергии.

На рис. 1.16 представлены зависимости $E = f(R/a_0)$ для молекулы водорода (a_0 — боровский радиус атома водорода). Из кривых видно, что состояние, соответствующее $\psi_0^{(1)}$ с энергией $E^{(1)} = 2E_0 + C + A$, является устойчивым, поскольку зависимость $E^{(1)} = f(R/a_0)$ при $R/a_0 \approx 1,5$ имеет минимум; состояние же, соответствующее $\psi_0^{(2)}$, неустойчиво, поскольку функция изменяется монотонно. Из указанных кривых следует, что интеграл обменной энергии A в зависимости от величины R меняет не только величину, но и знак. На рис. 1.16 пунктиром показана экспериментальная кривая для энергии E , которая хотя и несколько отличается от теоретической, все же может служить подтверждением правильности полученного решения.

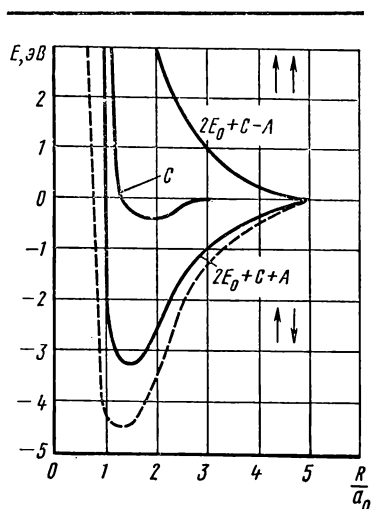


Рис. 1.16. Энергия взаимодействия двух атомов водорода

Далее выявим роль спина электрона. В квантовой механике спин вводится как дополнительная степень свободы электрона, так что волновая функция одной частицы зависит не только от трех пространственных координат x, y, z , но также и от спиновой переменной σ . Спиновая переменная σ дискретна и принимает только два значения, соответственно двум возможным ориентациям спина. Поскольку в этой задаче не учитывается магнитное взаимодействие электронов, то вероятность распределения по координатам не будет зависеть от направления спинов и полная волновая функция может быть представлена как произведение функций, зависящих от пространственных координат и от спиновых. В данном случае (молекулы водорода) это можно представить так:

$$\psi(q, \sigma) = \psi_0(q_1, q_2) \varphi(\sigma_1, \sigma_2), \quad (1.116)$$

где σ_1 и σ_2 — спиновые переменные первого и второго электронов соответственно.

Дальнейшие рассуждения требуют введения понятий симметричности и антисимметричности волновых функций. Если волновая функция не меняет знака при перемене координат электрона, то она — симметрична; если меняет — антисимметрична.

В соответствии с этим функция $\psi_0^{(1)}$ [выражение (1.112)] является симметричной, а функция $\psi_0^{(2)}$ [выражение (1.113)] — антисимметричной. Волновые функции спинов симметричны при параллельном расположении спинов и антисимметричны при антипараллельном,

Свойство симметрии волновых функций связано с определением возможных состояний системы. Согласно принципу Паули полная волновая функция двух электронов должна быть антисимметричной. Отсюда, если учесть (1.116), следует, что симметричной волновой функции $\psi_0^{(1)}$ соответствует антипараллельное расположение спинов (антисимметричная спиновая функция), а антисимметричной волновой функции $\psi_0^{(2)}$ — параллельное расположение спинов (симметричная спиновая функция).

Ранее было показано, что равновесному состоянию атомов в молекуле водорода соответствует функция $\psi_0^{(1)}$ и, следовательно, антипараллельное расположение спинов. Значит, магнитный момент молекулы водорода равен нулю, т. е. водород является диамагнетиком. Это заключение подтверждается опытом.

При решении поставленной в начале § 1.6 задачи об энергетическом состоянии молекулы водорода нигде не вводилось магнитное взаимодействие и, несмотря на это, на основании принципа Паули получен вывод о том, что энергия системы зависит от спинов и их состояния, т. е. от намагниченности системы. Кроме того, было установлено, что энергия системы определяется не только квазиклассической электростатической энергией, но также обменной энергией, обусловленной тождественностью частиц и не имеющей классического аналога. Полученные выводы легли в основу квантовой теории самопроизвольной намагниченности.

При решении этой задачи Френкель и Гейзенберг определяли энергию системы, состоящей из N водородоподобных атомов, электроны в которых находятся в s -состояниях. Общий ход решения был таким же, как и при рассмотрении молекулы водорода. Вначале анализировалась система изолированных атомов, каждый из которых обладает энергией E_0 . Затем учитывалось взаимодействие всех частиц между собой. Строгий учет этого взаимодействия представляет большие математические трудности. Поэтому Френкель и Гейзенберг приняли ряд допущений, главное из которых состояло в том, что отбрасывались все виды взаимодействий, кроме электростатического.

Полная энергия, как и в случае молекулы водорода, была представлена в виде суммы трех составляющих: энергии изолированных атомов NE_0 , энергии обычного электростатического взаимодействия электронов и ионов S и обменной энергии $E_{обм}$. Далее было получено выражение для интеграла обменной энергии A_{ij} между атомами i и j и произведено суммирование для определения полной обменной энергии $E_{обм}$ системы, которая может быть представлена в следующем виде:

$$E_{обм} = -2 \sum_{ij} A_{ij} (\sigma_i \sigma_j) \quad (1.117)$$

или

$$E_{обм} = -2 \sum_{ij} A_{ij} \sigma^2 \cos \varphi_{ij}, \quad (1.118)$$

где σ_i, σ_j , — векторы электронных спинов (спиновые механические моменты) атомов i и j в единицах \hbar ; φ_{ij} — угол между направлениями векторов спиновых моментов.

Учитывая, что A_{ij} быстро убывает по мере увеличения расстояния между атомами, при суммировании можно ограничиться только ближайшими соседями и представить $E_{\text{обм}}$ несколько иначе, чем это сделано в выражениях (1.117) и (1.118).

Для системы, содержащей N атомов, каждый из которых имеет z ближайших соседей, при условии параллельного расположения всех спинов ($y = 1$) величина $E_{\text{обм}} = -NzA$, где $A = A_{ij}$ для ближайших соседей. Если не все спины параллельны, то вероятность того, что направление спина для данного атома совпадает с выбранным направлением, приблизительно равна y , а вероятность того, что это будет иметь место для двух соседних атомов, пропорциональна y^2 . Следовательно, можно написать, что

$$E_{\text{обм}} = -Ny^2zA. \quad (1.119)$$

Из (1.119) следует, что если интеграл A для соседних атомов положителен, то минимум обменной энергии получится при $y = \pm 1$, т. е. при намагниченном до насыщения состоянии вещества. Следовательно, постулированное Вейссом положение об энергетической выгоды самопроизвольного намагничивания Френкелем и Гейзенбергом было доказано путем расчета. Равенства (1.98) и (1.119) идентичны при условии замены

$$A_1 = zA. \quad (1.120)$$

Итак, положительное значение интеграла обменной энергии является необходимым требованием для появления самопроизвольной намагниченности. Это требование можно свести к следующим двум условиям (критериям ферромагнетизма):

1) должна существовать незаполненная оболочка с большим орбитальным числом l (d или f);

2) радиус этих оболочек должен быть мал по сравнению с расстоянием между ядрами в решетке.

Первому условию отвечают все элементы переходного ряда; второе лучше всего выполняется для ферромагнетиков — железа, никеля, кобальта и гадолиния.

На рис. 1.17 приведена зависимость интеграла обменной энергии A от отношения v межатомного расстояния a к радиусу R незаполненной электронами оболочки. Эта зависимость показывает, что ферромагнетики имеют положительное значение интеграла обменной энергии, которое оказывается достаточным для возникновения самопроизвольной намагниченности. Кроме того, зависимость $A = f(v)$ позволила объяснить возникновение ферромагнитных свойств некоторых сплавов с неферромагнитными компонентами (например, марганца с висмутом, сурьмой, серой и др.). Так, в сплавах с марганцем эти свойства обусловлены тем, что введение в решетку мар-



Рис. 1.17. Зависимость интеграла обменной энергии A от отношения v межатомного расстояния к радиусу незаполненной оболочки

ганца атомов некоторых элементов вызывает изменение межатомного расстояния до условий, необходимых для возникновения самопроизвольной намагниченности.

Теория Френкеля — Гейзенберга ввиду большого количества принятых допущений не является достаточно строгой для получения количественных соотношений. Так, выполненные количественные расчеты интегралов обменной энергии «водородного» типа для типичных ферромагнетиков

оказались либо положительными и очень малыми, либо даже отрицательными *. Это свидетельствует о том, что механизм обменного взаимодействия в d -металлах носит гораздо более сложный характер, чем следует из теории Френкеля — Гейзенберга. Однако данная теория удовлетворительно объясняет качественную сторону возникновения самопроизвольной намагниченности в ферромагнетиках.

§ 1.7. Основные виды взаимодействий в ферромагнитном кристалле и условия устойчивого состояния ферромагнетика.

В § 1.5 было отмечено, что, несмотря на наличие в ферромагнетике самопроизвольной намагниченности, опыт показывает размагниченное состояние ферромагнитных тел. Вейсс для объяснения этого выдвинул гипотезу о существовании доменов — намагниченных до насыщения отдельных областей, расположение векторов магнитных моментов которых равновероятно.

Образование доменной структуры объясняется выполнением требования термодинамического условия минимума всех видов энергии:

- 1) обменной энергии $E_{\text{обм}}$;
- 2) энергии кристаллографической магнитной анизотропии E_k ;
- 3) энергии магнитострикционной деформации E_λ ;
- 4) магнитоупругой энергии E_σ .
- 5) магнитостатической энергии E_ω ;
- 6) магнитной энергии E_m .

* См.: Сборник статей «Теория ферромагнетизма металлов и сплавов» (пер. с англ.). Под ред. С. В. Вонсовского. М., ИЛ, 1963.

Рассмотрим эти виды энергии для монокристалла ферромагнетика, представляющего собой один домен.

Обменная энергия $E_{\text{обм}}$. Эта энергия представлена выражениями (1.118) и (1.119). Минимуму энергии (равновесному состоянию) соответствует состояние однородной намагниченности. Это значит, что можно поворачивать всю систему спинов на любой угол относительно кристаллографической решетки без изменения обменной энергии.

Энергия кристаллографической магнитной анизотропии E_k . Рассмотрим кратко некоторые вопросы, относящиеся к кристаллической структуре ферромагнетиков.

Кристаллической решеткой называют пространственную сетку, в узлах которой расположены частицы (атомы, ионы или молекулы), образующие кристалл. Для обозначения различных плоскостей и направлений в кристалле пользуются системой индексов, называемых *индексами Миллера*. Для нахождения индексов поступают следующим образом. Выбирают систему координат. Начало ее обычно располагают в одном из узлов решетки, а оси x , y , z направляют по основным кристаллографическим направлениям. Положение плоскости в пространстве определяется тремя точками. В качестве этих точек берут точки пересечения плоскости с осями координат. Пусть координаты этих точек будут m , n , p . Находят отношение обратных величин осевых отрезков и выражают его через отношение трех наименьших чисел:

$$h : k : l = \frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{p},$$

где h , k , l — индексы Миллера, которые заключают в круглые скобки, т. е. (hkl) .

На рис. 1.18 представлены наиболее важные плоскости кубического кристалла. Для обозначения направлений в кристалле применяют индексы в виде наименьших целых чисел, относящихся

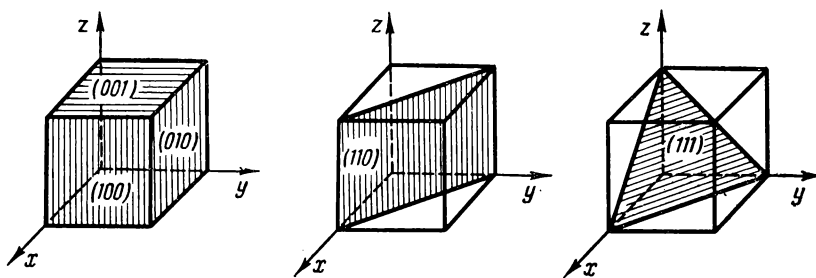


Рис. 1.18. Обозначение различных плоскостей кубических кристаллов с помощью индексов Миллера

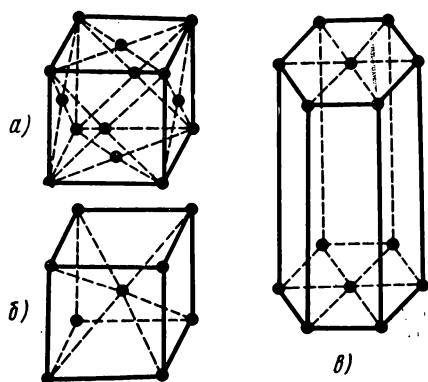


Рис. 1.19. Кристаллические решетки ферромагнетиков:

a — кубическая гранецентрированная (γ -Fe; Ni; β -Co); *б* — кубическая объемноцентрированная (α , β , δ -Fe); *в* — гексагональная (α -Co)

между собой как компоненты вектора, параллельного данному направлению. Обозначения направлений пишут в квадратных скобках.

Ферромагнетики имеют в основном три типа решеток (рис. 1.19): кубическую гранецентрированную (*a*), кубическую объемноцентрированную (*б*) и гексагональную (*в*). Тип решетки может изменяться в зависимости от температуры. Например, железо при температуре до 900 °C (α - и β -фазы) имеет объемноцентрированную решетку; от 900 до 1401 °C (γ -фаза) — гранецентрированную и свыше 1401 °C (δ -фаза) — опять объемноцентрированную. Кобальт при

температуре до 480 °C (α -фаза) имеет гексагональную решетку, а в интервале от 480 до 1490 °C — гранецентрированную. Никель независимо от температуры образует гранецентрированную решетку.

На рис. 1.20 представлены кривые намагничивания в разных направлениях монокристаллов железа и никеля. Кривые показывают, что кристаллы являются магнитоанизотропными и направлениями самого легкого намагничивания для монокристалла железа являются ребра куба, а для монокристалла никеля — пространственные диагонали; самому трудному намагничиванию для железа соответствуют пространственные диагонали, для никеля — ребра куба. При отсутствии внешнего поля всегда имеет место намагничивание в легком направлении.

Энергия, которая требуется для намагничивания единицы объема вещества, определяется величиной площади между кривой намагничивания и осью ординат;

$$E_n = \int_0^I \mu_0 H dI. \quad (1.121)$$

Поэтому заштрихованные на рис. 1.20 площади представляют собой величину энергии, которую надо затратить для изменения направления намагничивания от легкого до трудного. Эту энергию называют энергией естественной кристаллографической магнитной анизотропии. Для кубического кристалла ее можно представить следующим образом:

$$E_k = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2, \quad (1.122)$$

где K_0 , K_1 , K_2 — константы кристаллографической магнитной анизотропии, определяемые экспериментально; α_1 , α_2 , α_3 — направляющие косинусы вектора намагниченности по отношению к осям x , y , z , совпадающим с основными кристаллографическими направлениями кубической решетки.

Формула (1.122) впервые была получена Н. С. Акуловым, осуществившим значительные исследования в области магнитной анизотропии ферромагнитных кристаллов. Им было установлено, что физической причиной существования анизотропии является магнитное взаимодействие между электронами. В дальнейшем эта идея получила квантовомеханическое обоснование.

До сих пор предполагалось, что кристалл свободен от упругих деформаций. При наличии механических напряжений, кроме кристаллографической анизотропии, возникает магнитоупругая анизотропия, вызванная дополнительным магнитным взаимодействием атомов в результате искажения решетки при деформации. Механические напряжения могут возникнуть в результате изменения магнитного состояния вещества (магнитострикция), а также под действием внешних сил, приложенных к образцу.

Энергия магнитострикционной деформации E_{λ} . Магнитострикция — это изменение формы и размеров тела при изменении его магнитного состояния, которое возникает в результате перехода ферромагнитного вещества через точку Кюри при отсутствии внешнего поля (самопроизвольная магнитострикция) и при воздействии внешнего поля на ферромагнетик, температура которого ниже точки Кюри.

Для объяснения явления самопроизвольной магнитострикции рассмотрим переход через точку Кюри модели ферромагнетика в виде шара таких размеров, что в нем образуется только один домен. При переходе вещества от парамагнитного к ферромагнитному состоянию происходит изменение величины обменной энергии и, как результат этого, скачкообразное изменение магнитного состояния. Обменная энергия по своей природе является изотропной, поэтому изменение вызывает деформацию шара, одинаковую во всех направлениях, т. е. изменение его радиуса. Изменение магнитного состояния связано с магнитными силами в кристаллической

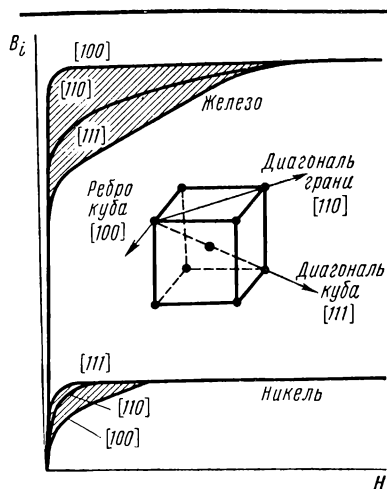


Рис. 1.20. Кривые намагничивания в разных направлениях монокристаллов железа и никеля

решетке, которые, как уже отмечалось, являются анизотропными, вследствие чего они вызывают различную деформацию в разных направлениях и шар превращается в эллипсоид.

Рассматривая самопроизвольную магнитострикцию модели ферромагнетика в виде шара с многодоменной структурой, нетрудно заметить, что при переходе через точку Кюри у него изменится радиус и, следовательно, объем, но не изменится форма. Объясняется это тем, что все направления являются равновероятными. Поэтому самопроизвольную магнитострикцию можно рассматривать как объемную.

Магнитострикция, возникающая под действием намагничивающего поля при температуре ниже точки Кюри, объясняется тем, что под действием этого поля появляется результирующий магнитный момент; следовательно, меняется магнитное взаимодействие и деформируется кристаллическая решетка. При этом мало меняется объем намагничиваемого образца, но сильно меняются его линейные размеры. Поэтому магнитострикцию под действием внешнего поля можно рассматривать как линейную.

Явление магнитострикции иллюстрируется рис. 1.21, на котором схематически изображены модели ферромагнетика с многодоменной структурой. Рис. 1.21, а представляет собой образец при температуре выше точки Кюри. Кружками изображены области,

которые после перехода через точку Кюри образуют домены. На рис. 1.21, б показан образец после охлаждения ниже точки Кюри (в виде эллипсов изображены домены); в результате спонтанной магнитострикции радиус шара увеличился, форма не изменилась. На рис. 1.21, в дан образец при температуре ниже точки Кюри, находящийся под действием внешнего поля (образец намагничен до насыщения); в результате магнитострикции форма образца изменилась, а объем остался прежним.

Н. С. Акуловым было получено следующее выражение для константы магнитострикции $\lambda_s = (\Delta l/l)_s$ намагниченного до насыщения кристалла кубической симметрии:

$$\lambda_s = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1), \quad (1.123)$$

где λ_{100} и λ_{111} — константы магнитострикции при намагничивании кристалла до насыщения в направлениях осей [100] и [111]; α_i ,

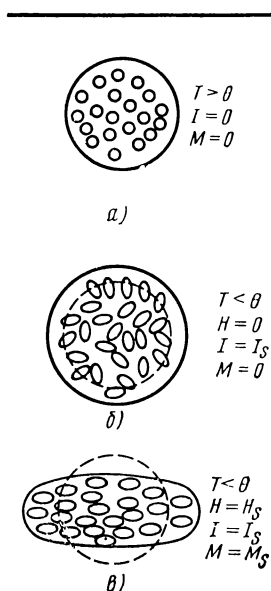


Рис. 1.21. Схема магнитострикции ферромагнетика

α_2, α_3 — направляющие косинусы вектора самопроизвольной намагниченности по отношению к кристаллографическим осям; $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ — направляющие косинусы направления, в котором изменяется изменение длины.

Энергия магнитоупругой деформации единицы объема, возникающая вследствие магнитострикции,

$$E_\lambda = \frac{E_{\text{Ю}} \lambda_s^2}{2}, \quad (1.124)$$

где $E_{\text{Ю}}$ — модуль Юнга, который считаем изотропным.

Сумму энергий кристаллографической магнитной анизотропии и магнитоупругой в результате магнитострикции называют общей энергией магнитной анизотропии

$$E_a = E_\kappa + E_\lambda. \quad (1.125)$$

Магнитоупругая энергия E_σ . Если материал подвергнуть действию внешних напряжений (однородному растяжению или сжатию), то возникающая при этом магнитоупругая энергия

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \sigma [\lambda_{100} (\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2) + 2\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \gamma_1 \gamma_2 + \alpha_2 \alpha_3 \gamma_2 \gamma_3 + \alpha_1 \alpha_3 \gamma_1 \gamma_3)], \quad (1.126)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — направляющие косинусы оси, вдоль которой действует внешняя сила.

В случае изотропной магнитострикции (слабой анизотропии магнитострикции) $\lambda_{100} \approx \lambda_{111} = \lambda_s$ и формулу (1.126) можно представить в виде

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi, \quad (1.127)$$

где $\cos \varphi = \alpha_1 \gamma_1 + \alpha_2 \gamma_2 + \alpha_3 \gamma_3$.

Магнитостатическая энергия E_\ominus . В § 1.4 было показано, что при наличии свободных полюсов возникает размагничивающее поле H_\ominus (1.81), приводящее к образованию магнитостатической энергии *

$$E_\ominus = -\frac{1}{2} \mu_0 (\mathbf{H}_\ominus) = -\frac{1}{2} \mu_0 I (-N_p I) = \frac{\mu_0 N_p I^2}{2}. \quad (1.128)$$

Магнитная энергия E_m . Находясь во внешнем магнитном поле, ферромагнетик обладает магнитной энергией

$$E_m = -\mu_0 (\mathbf{H}). \quad (1.129)$$

* Коэффициент « $1/2$ » характерен для всех выражений, описывающих собственные энергии.

Общая (полная) энергия ферромагнетика

$$E = E_a + E_\sigma + E_- + E_m. \quad (1.130)$$

В выражении (1.130) не учтена обменная энергия, потому что, как указывалось, по своей природе она является изотропной и поэтому не влияет на ход кривой намагничивания. По той же причине в выражениях для составляющих энергии E нет необходимости учитывать не зависящие от направляющих косинусов коэффициенты, например коэффициент K_0 в формуле (1.122).

Зная E , можно решить вопрос об условиях устойчивого состояния ферромагнетика, понимая под этим определение устойчивого равновесия вектора \mathbf{I}_s относительно кристалла при постоянных \mathbf{H} , σ и форме тела ($N_p = \text{const}$). Исходя из принципа минимума свободной энергии, эти условия можно представить в виде трех уравнений:

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha_i} = 0, \quad (1.131)$$

где α_i — направляющие косинусы относительно трех координатных осей.

Необходимо также учитывать, что α_i связаны между собой условием

$$\sum \alpha_i^2 = 1. \quad (1.132)$$

Уравнение (1.131) позволяет найти только экстремальные значения E . Для решения вопроса о том, соответствуют ли эти экстремальные значения минимуму, надо убедиться в выполнении условия

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \alpha_i^2} > 0. \quad (1.133)$$

§ 1.8. Доменная структура

Гипотеза Вейсса об энергетической выгодности образования в ферромагнетиках доменной структуры получила свое теоретическое обоснование только после детального изучения основных типов взаимодействий в ферромагнитном кристалле. Фундаментальным исследованием в этой области явилась работа Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [1.11].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

Первым непосредственным подтверждением существования доменов был открытый в 1919 г. эффект Баркгаузена. Эффект состоит в том, что при монотонном увеличении намагничивающего поля намагниченность в ферромагнетике возрастает не плавно, а скачкообразно. Это объясняется увеличением объемов

доменов, векторы намагниченности I_s , которых совпадают (или близки по направлению) с направлением поля H за счет доменов с антипараллельными или расположенными под другими углами по отношению к полю направлениями намагниченности. Простой акустический метод наблюдения эффекта Баркгаузена предложен В. К. Аркадьевым. Идея метода состоит в том, чтобы перемещение доменов, сопровождающееся возникновением э. д. с. в обмотке, наложенной на образец, прослушивать в виде сигналов, которые через усилитель подают на телефон.

В 1931 г. Н. С. Акуловым (и независимо Биттером) был разработан метод, позволивший наблюдать границы доменов. Метод состоит в том, что отполированную электролитическим способом поверхность размагниченного образца покрывают коллоидным раствором тонкого ферромагнитного порошка и наблюдают под микроскопом образующиеся при этом фигуры (ф и г у р ы А к у л о в а — Б и т т е р а), являющиеся границами доменов. Концентрация частиц порошка на границах объясняется тем, что они притягиваются образующимися в этих местах потоками рассеяния. Электролитическая полировка требуется для снятия с поверхности образца наклепа, наличие которого может существенно исказить естественную картину доменной структуры.

В качестве примера техники получения порошковых фигур опишем методику, приведенную в [1.8].

Электрополировка производилась в ванне с 85%-ным раствором фосфорной кислоты и добавлением 10% от общей массы электролита твердой хромовой кислоты. Ванна нагревалась до 90°C, затем производился электролиз; причем образец был анодом, а медный стержень — катодом. Процесс продолжался до тех пор, пока микроскопическое исследование не показывало, что все царапины удалены. На это требовалась приблизительно 1 мин. Для приготовления коллоидной суспензии в 30 см³ горячей воды растворялись 2 г гидратного хлористого железа ($\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$), 5,4 г гидратного хлорного железа ($\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) и 5 г едкого натра. Все это фильтровалось, осадок Fe_3O_4 промывался и добавлялся к 1 л 0,5%-ного мыльного раствора. Затем вся смесь кипятилась в течение короткого времени. Для получения порошковых фигур каплю суспензии наносили на поверхность образца и накрывали тонким покровным стеклом. При этом на поверхности образовывался тонкий слой суспензии. Для наблюдения фигур использовали микроскоп с увеличением порядка 300. Средний размер частиц Fe_3O_4 составлял приблизительно 1 мкм. Изменение положения частиц, например, при намагничивании образца наблюдалось только при свеженанесенном растворе (в промежутке времени порядка 10 мин). Далее частички «замерзали» и становились неподвижными. Следует отметить, что методики получения порошковых фигур могут весьма существенно отличаться от описанной, например возможно применение сухого порошка.

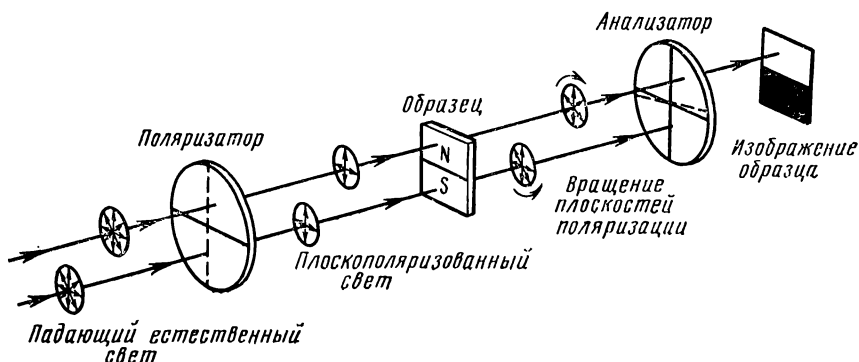


Рис. 1.22. Схема метода наблюдения доменов с помощью эффекта Фарадея

Для исследования доменных структур, кроме метода получения порошковых фигур, разработаны методы на основе магнитооптических эффектов Фарадея и Керра, с использованием электронного микроскопа, холловских и пермалловых датчиков и некоторые другие.

Рассмотрим принцип использования магнитооптических эффектов. Эффект Фарадея заключается в следующем. Если поляризованный луч света падает на намагниченный прозрачный образец (тонкую, толщиной порядка $10^{-5} \div 10^{-6}$ см пластинку), то происходит поворот плоскости поляризации; причем направление вращения зависит от направления намагниченности образца. Величина угла вращения зависит от компоненты намагниченности вдоль направления распространения света. На рис. 1.22 представлена схема метода наблюдения доменов с помощью эффекта Фарадея. В этой схеме анализатор регулируют так, чтобы свет гас от какой-нибудь системы доменов (от каких-нибудь областей с заданным направлением намагниченности), которая при этом будет выглядеть темной, а другая система (с обратным направлением намагниченности) — светлой. Устройства для наблюдения доменов на основе эффекта Фарадея особенно пригодны при изучении доменных структур тонких магнитных пленок. Следует отметить, что при использовании вместо видимого света инфракрасного излучения возможно исследование некоторых образцов толщиной в несколько миллиметров. Эффект Керра заключается во вращении плоскости поляризации при отражении от намагниченного образца.

Как показали экспериментальные исследования, домены имеют линейные размеры от тысячных до десятых долей миллиметра и магнитный момент, приблизительно в 10^{15} раз больший магнитного момента отдельного атома.

Рассмотрим основные положения теории доменной структуры ферромагнетиков. В отсутствие внешнего поля под действием обменных сил ферромагнетик намагничивается до насыщения, соответствующего данной температуре. При этом сумма энергий магнитной анизотропии и магнитостатической должна быть минимальной. Минимуму энергии магнитной анизотропии соответствует направление намагниченности по осям легкого намагничивания. Магнитостатическая энергия равна нулю при нулевом коэффициенте размагничивания, что имеет место для образцов замкнутой формы, например для кольцевых сердечников, намагниченных по окружности, или для очень длинных стержней, намагниченных вдоль продольной оси. Размагничивающее поле также уменьшится независимо от величины коэффициента размагничивания образца, если весь объем ферромагнетика разобьется на домены так, что

$$\sum I_s V_i = 0, \quad (1.134)$$

где I_s — намагниченность внутри домена; V_i — объем i -й области.

На рис. 1.23 представлена доменная структура кристалла, имеющего одну ось легкого намагничивания (например, кобальта). Наличие вблизи поверхности трехгранных областей, направления намагниченности в которых перпендикулярны оси легкого намагничивания, вызывает увеличение энергии магнитной анизотропии E_a , но приводит к образованию замкнутой магнитной цепи, что уменьшает магнитостатическую энергию E_o и соответствует минимуму полной энергии. Более детальные исследования свидетельствуют о том, что энергетически выгодным является образование клинообразных областей, как показано на рис. 1.24.

На рис. 1.25 показаны фигуры Акулова — Биттера для ферромагнетика с одной осью легкого намагничивания. Стрелками

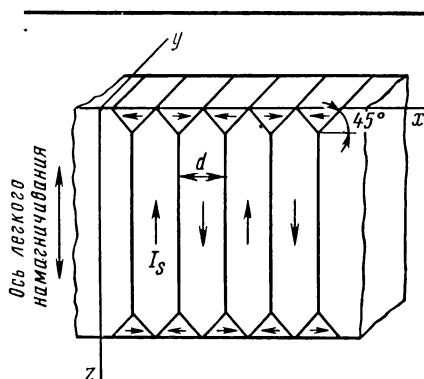


Рис. 1.23. Структура плоскопараллельных доменов в магнитном одноосном кристалле

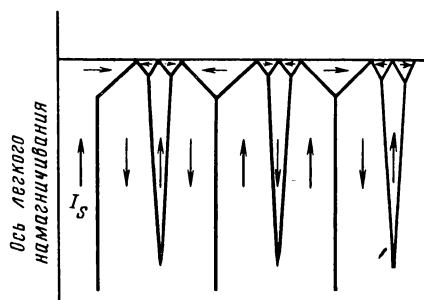


Рис. 1.24. Образование клинообразных областей в ферромагнетиках с одноосной анизотропией

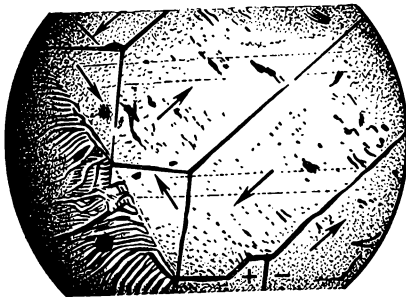


Рис. 1.25. Фигуры Акулова—Биттера для ферромагнетиков с одноосной анизотропией

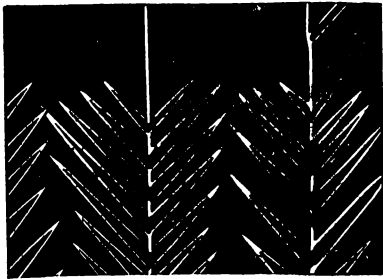


Рис. 1.26. Фигуры Акулова—Биттера в виде «елочек»

оси легкого намагничивания, то образуются фигуры в виде «елочек» (рис. 1.26). Характер структуры определяется также микро-неоднородностью материала, различными дефектами, упругими напряжениями и др.

обозначены направления намагниченности в доменах. Эти направления можно определить по методу царапин. Метод состоит в следующем: если на пути магнитного потока нанести царапину, то при совпадении направлений линий поля и царапины она не изменит картину поля, а в случае взаимно перпендикулярного расположения вызовет образование поля рассеяния, на границе которого соберется ферромагнитный порошок. Следовательно, «проявляются» царапины, перпендикулярные к направлению поля (царапины, проведенные под другими углами, также проявляются, однако менее ясно).

Для кристаллов с несколькими осями легкого намагничивания, кроме рассмотренных антипараллельных (180° -ных) соседств, возможно образование других типов, например 90° -ных соседств.

Доменная структура зависит от ряда причин. Так, например, если поверхность ферромагнитного кристалла слегка наклонена к плоскости, в которой лежат

ГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ МЕЖДУ ДОМЕНАМИ И РАЗМЕРЫ ДОМЕНОВ

Рассмотрим граничный слой между соседними доменами. Блох показал, что энергетически выгодно иметь доменную границу (граничный слой), в которой осуществляется постепенный поворот спинов (рис. 1.27).

Качественное объяснение этого состоит в следующем. Силы обменного взаимодействия стремятся удержать магнитные моменты соседних атомов ближе к параллельной ориентации, т. е. расширить

доменную границу. Силы, обусловленные энергией магнитной анизотропии, наоборот, стремятся уменьшить толщину доменной границы, так как на протяжении этого слоя происходит поворот вектора намагниченности от одного направления легкого намагничивания к другому, что связано с увеличением энергии магнитной анизотропии. Благодаря этим двум противоположным тенденциям устанавливается определенная толщина доменной границы $\delta_{гр}$, соответствующая минимальному значению удельной (на единицу площади) энергии граничного слоя $\gamma_{гр}$. Значения $\delta_{гр}$ и $\gamma_{гр}$ можно, в первом приближении, оценить на основании следующих рассуждений.

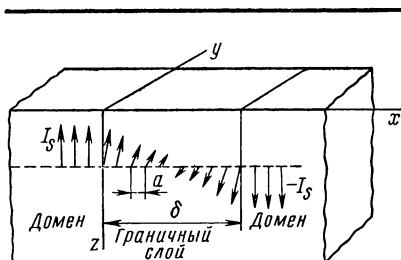


Рис. 1.27. Структура переходного слоя между доменами

Определим обменную энергию, приходящуюся на 1 см^2 доменной границы при плавном повороте спинов на 180° (рис. 1.27), для чего воспользуемся уравнением (1.118). Поскольку угол φ между спиновыми моментами соседних атомных слоев мал, то можно считать, что $\cos \varphi \approx 1 - \varphi^2/2$. Тогда обменная энергия соседних спиновых моментов представится как $-2A\sigma^2(1 - \varphi^2/2)$. В дальнейшем можно учитывать только переменную часть этой энергии, т. е. $A\sigma^2\varphi^2$. Используя замену $\varphi = a\pi/\delta_{гр}$, где a — постоянная кристаллической решетки, и учитывая, что в толще доменной границы содержится $\delta_{гр}/a$ спинов, а число спинов на 1 см^2 поверхности составляет $1/a^2$, получим следующее выражение для удельной обменной энергии граничного слоя:

$$\gamma_{обм} = A\sigma^2 \left(a \frac{\pi}{\delta_{гр}} \right)^2 \cdot \frac{\delta_{гр}}{a} \cdot \frac{1}{a^2} = A\sigma^2 \frac{\pi^2}{a\delta_{гр}}. \quad (1.135)$$

Из уравнения (1.135) видно, что чем больше толщина доменной границы $\delta_{гр}$, тем меньше энергия $\gamma_{обм}$.

При отсутствии плавного поворота спинов, удельная обменная энергия доменной границы составила бы величину $A\sigma^2/a^2$, т. е. была бы в $\delta_{гр}/\pi^2 a$ раз больше, чем в рассмотренных условиях.

Удельная энергия магнитной анизотропии γ_a пропорциональна константе кристаллографической анизотропии и толщине доменной границы, т. е.

$$\gamma_a = \beta K_1 \delta_{гр}, \quad (1.136)$$

где $\beta < 1$ — коэффициент, учитывающий, что не все векторы намагниченности в граничном слое направлены по направлению самого трудного намагничивания.

Полная удельная энергия доменной границы

$$\gamma_{\text{гp}} = \gamma_{\text{обм}} + \gamma_{\text{a}} = A\sigma^2 \frac{\pi^2}{a\delta_{\text{гp}}} + \beta K_1 \delta_{\text{гp}}. \quad (1.137)$$

Толщину граничного слоя, соответствующую минимуму этой энергии, можно найти из условия

$$\frac{\partial \gamma_{\text{гp}}}{\partial \delta_{\text{гp}}} = -\sigma^2 \frac{\pi^2 A}{a\delta_{\text{гp}}^2} + \beta K_1 = 0; \quad (1.138)$$

откуда

$$\delta_{\text{гp}} = \pi\sigma \sqrt{\frac{A}{\beta K_1 a}} \quad (1.139)$$

и соответствующая этой толщине энергия

$$\gamma_{\text{гp}} = 2\pi\sigma \sqrt{\frac{\beta K_1 A}{a}}. \quad (1.140)$$

Для оценки значений $\delta_{\text{гp}}$ и $\gamma_{\text{гp}}$ по порядку величин Ч. Киттель [1.8] рекомендует считать, что обменная энергия равна тепловой энергии при температуре Кюри ($A = k\Theta$), и пользоваться следующими упрощенными формулами:

$$\delta_{\text{гp}} \approx \sqrt{\frac{k\Theta}{K_1 a}} \quad (1.141)$$

и

$$\gamma_{\text{гp}} \approx 2 \sqrt{\frac{k\Theta K_1}{a}}. \quad (1.142)$$

Тогда, например, для железа ($\Theta \approx 10^3$ К; $K_1 \approx 10^4$ Дж/м³; $a \approx 2,5 \cdot 10^{-10}$ м, считая, что $k_0 \approx 10^{-23}$ Дж·К⁻¹), получим следующие значения: $\delta_{\text{гp}} \approx 1000$ Å (10^{-5} см), чему соответствует приблизительно 300 атомных слоев и $\gamma_{\text{гp}} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Дж/м² (2 эрг/см²).

Из формул для определения $\delta_{\text{гp}}$ следует, что чем больше K_1 , тем меньше толщина граничных слоев, т. е. тем более четко оформлены доменные границы, и наоборот.

Более детальное рассмотрение природы граничного слоя требует учета не только энергии кристаллографической магнитной анизотропии, но также и магнитоупругой энергии, вызванной явлением магнитострикции. В реальных кристаллах на характер граничных слоев оказывают также влияние различного рода внутренние неоднородности. При больших значениях магнитной анизотропии, что имеет место, например, у кобальта, энергетически выгодным может оказаться даже образование на поверхности образца потока рассеяния, т. е. возникновение магнитостатической энергии.

Структура граничных слоев для 90°-ных соседств доменов несколько отличается от структуры рассмотренной для 180°-ных соседств. Однако во всех случаях ориентация спинов в доменной границе подчиняется условию минимума полной энергии.

Теперь рассмотрим вопрос о размерах самих доменов. Строгое количественное решение этой задачи было дано Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем [1.11]. Приведем решение применительно к доменной структуре, изображенной на рис. 1.23. Требуется найти ширину домена d , соответствующую минимуму суммы энергий магнитной анизотропии E_a и граничного слоя E_v .

Определим энергию E_a . Для магнитоодноосного кристалла на участках трехгранных областей ее плотность $\gamma_a = K_1$. Если задаться размерами кристалла l_x ; l_y ; $l_z = L$ (см. рис. 1.23), то суммарный объем этих областей

$$V = \frac{d^2 l_y}{4} \cdot \frac{2 l_x}{d} = \frac{l_x l_y d}{2},$$

а энергия

$$E_a = \gamma_a V = \frac{K_1 l_x l_y d}{2}. \quad (1.143)$$

Плотность поверхностной энергии доменной границы внутри кристалла определяется уравнением (1.140), общая площадь

$$S = \frac{l_x l_y L}{d}$$

и энергия

$$E_v = \frac{l_x l_y L}{2} \cdot \frac{2 \pi \sigma}{d} \sqrt{\frac{\beta K_1 A}{a}}. \quad (1.144)$$

Суммарная энергия

$$E = E_a + E_v = \frac{K_1 l_x l_y d}{2} + \frac{l_x l_y L \pi \sigma}{d} \sqrt{\frac{\beta K_1 A}{a}}. \quad (1.145)$$

При условии $\partial E / \partial d = 0$ получим

$$d = 2 (\pi L \sigma)^{1/2} \left(\frac{A \beta}{K_1 a} \right)^{1/4}. \quad (1.146)$$

Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман [1.16] дали решение для упрощенного случая, без учета влияния энергии магнитной анизотропии, рассматривая только обменную энергию и энергию магнитостатическую, образованную размагничивающим действием поверхности, и получили следующее выражение:

$$d \sim \sqrt{L^*}, \quad (1.147)$$

которое в принципе не противоречит выражению (1.146).

Доменные структуры, для которых характерно квазиразмагнитное состояние, т. е. отсутствие внешних потоков рассеяния, называют структурами с замкнутым магнитным потоком.

* Значок \sim следует понимать: «численно пропорционально».

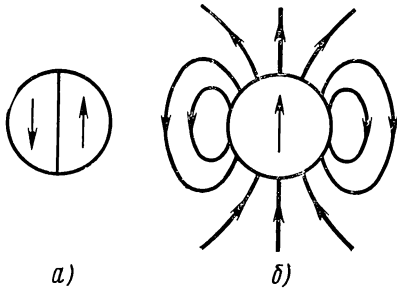


Рис. 1.28. Модели доменной структуры мелких частиц

ра возникает при очень сильном измельчении ферромагнитных образцов, когда размеры частиц становятся меньше определенного для каждого вещества так называемого критического размера.

Для объяснения этого явления рассмотрим частицу в виде сферы диаметром D , состоящую из двух доменов, разделенных граничным слоем (рис. 1.28, а). Энергия граничного слоя E_γ представляет собой поверхностный эффект и, следовательно, пропорциональна квадрату диаметра. Если бы эта частица состояла из одного домена, то вокруг нее существовало бы собственное магнитное поле (рис. 1.28, б), которому соответствует магнитостатическая энергия E_∞ . Эта энергия представляет собой объемный эффект и пропорциональна кубу диаметра. Отсюда следует, что при уменьшении размеров частицы энергия E_∞ уменьшается быстрее, чем энергия E_γ , и при критическом размере $D_{кр}$ энергетически выгодным становится однодоменное состояние.

Критические размеры частиц зависят от их формы, кристаллической структуры и магнитных свойств материала.

Для модели, представленной на рис. 1.28, б, используя уравнения (1.142 и (1.128) и учтя, что для сферы $N_p = 1/3$, баланс энергии можно представить следующим образом:

$$E = E_\gamma - E_\infty = \gamma_p S - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} N_p \mu_0 I_s^2 \right) V =$$

$$= 2 \sqrt{\frac{k\Theta K_1}{a}} \frac{\pi D^2}{4} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3} \mu_0 I_s^2 \right) \frac{4}{3} \pi \frac{D^3}{8} = \frac{\pi D^2}{2} - \frac{\pi \mu_0 I_s^2 D^3}{72}. \quad (1.148)$$

Следует отметить, что коэффициент $1/2$ в выражении для магнитостатической энергии свидетельствует о том, что для модели, изображенной на рис. 1.28, б, эта энергия в два раза меньше, чем для модели рис. 1.28, а.

При условии равенства $E_v = E_\infty$ получим, что критический диаметр

$$D_{кр} = \frac{36}{\mu_0 f_s^2} \sqrt{\frac{k\Theta K_1}{a}}. \quad (1.149)$$

Формулу (1.149) нельзя считать универсальной. Наилучшее приближение к реальному значению она дает для материалов с сильной одноосной кристаллографической анизотропией при сферической форме частиц. Для железа $D_{кр} \approx 0,05$ мкм; для интерметаллического соединения $Mn - Bi$ $D_{кр} \approx 8$ мкм; для бариевого феррита $BaO \cdot 6Fe_2O_3$ $D_{кр} \approx 1,5$ мкм.

В § 1.9 будет показано, что однодоменные частицы отличаются очень большими значениями коэрцитивной силы, и это их свойство используется в ряде материалов для постоянных магнитов.

ТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ

Общая тенденция к микроминиатюризации элементов устройств технической кибернетики и радиоэлектроники привела к использованию специфичных доменных структур — полосовых, цилиндрических магнитных доменов и некоторых других. При этом для получения информации используют различные свойства доменов: смещение границ, генерирование и продвижение доменов в определенную точку схемы, поворот полосовых доменов и т. п. (см. гл. 4). Образование специфичных доменных структур происходит в основном в тонких магнитных пленках (ТМП), под которыми понимают слои ферромагнитных или ферримагнитных веществ, толщиной порядка микрометра и менее. Эти структуры могут также возникать в тонких пластинках из некоторых магнитных материалов. Характер доменов и граничных слоев между ними зависит от толщины слоя и физических свойств вещества, например от величины константы кристаллографической анизотропии K_1 .

В очень тонких пленках вещество находится в «двумерном» состоянии, т. е. один из размеров много меньше, чем остальные. В связи с этим явления, возникающие в них, отличаются от явлений в массивных образцах. Ввиду того что коэффициент размагничивания в плоскости пленки на много порядков меньше, чем в направлении нормали к пленке, вектор намагниченности располагается параллельно плоскости пленки. Образования замкнутых областей с противоположными направлениями намагничивания по толщине слоя (подобными изображенным на рис. 1.23) не происходит. Кристаллографическая структура пленок для веществ с малыми значениями K_1 , например пермалловых, характеризуется самопроизвольным возникновением одноосной анизотропии с направлением оси легкого намагничивания в плоскости пленки. Иногда такая анизотропия создается принудительно в процессе производства пленки.

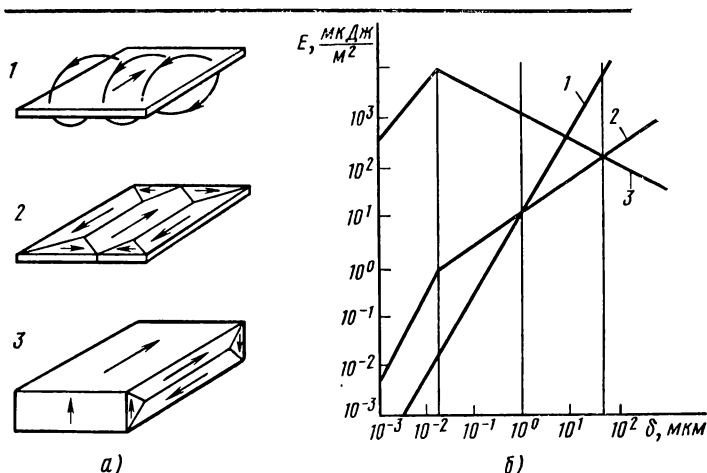


Рис. 1.29. Различные структуры доменов в магнитных пленках (а) и зависимость удельной магнитной энергии пленки от ее толщины для разных структур (б)

На рис. 1.29, а показаны три возможные структуры доменов для тонких пленок, а на рис. 1.29, б — зависимость удельной магнитной энергии пленки от ее толщины для каждой из структур. Из рис. 1.29 видно, что с увеличением толщины пленки энергетически выгодным является переход от структуры 1 к структуре 2 и от структуры 2 к структуре 3. Исследования показали [1.15], что при толщине, меньшей определенной величины (порядка сотых долей микронметра), характер граничных слоев между доменами отличается от рассмотренных (стенок Блоха). Такие граничные слои называют стенками Нееля (рис. 1.30).

Различие между стенками Блоха и Нееля заключается в следующем. В стенке Блоха вращение вектора намагниченности происходит в плоскостях, параллельных плоскости граничного слоя, а в стенке Нееля — в плоскости, параллельной поверхности пленки. При этом составляющая вектора намагниченности, нормальная к плоскости пленки, остается равной нулю и внутри граничного слоя, что соответствует минимуму магнитостатической энергии.

В последнее время большое внимание уделяется исследованию так называемых закритических пленок.

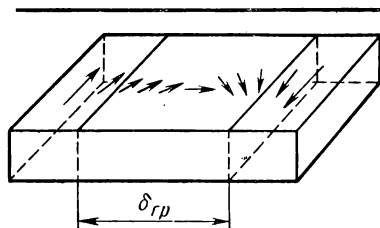


Рис. 1.30. Неелевский тип граничного слоя между доменами в тонких пленках

Такое название они получили потому, что «закритические» свойства возникают только в пленках, толщина которых больше некоторой критической $h_{кр}$. Если для очень тонких пленок характерно однодоменное состояние и магнитная анизотропия, ориентированная в плоскости пленки, то для закритических пленок характерна многодоменная конфигурация с микрополосовой доменной структурой (рис. 1.31). Такого рода структура была предсказана Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем [1.11]. По оценке Киттеля [1.8] толщина, при которой перестраивается доменная структура, находится в пределах $3 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-3}$ см.

На рис. 1.31 видно, что полосовая доменная структура состоит из длинных узких доменов; ширина их обычно от долей микрометра до нескольких микрометров; причем соседние домены намагничены в противоположных направлениях. Существует несколько теорий, объясняющих энергетическую выгодность образования полосовой доменной структуры в закритических пленках (в настоящей книге они не рассматриваются).

Закритические пленки обладают петлей гистерезиса необычной формы (рис. 1.32), им свойственна так называемая вращательная магнитная анизотропия, под которой понимают возможность осуществления поворота системы полос под действием внешнего поля. Это свойство используется в информационных устройствах. Закритические пленки применяют также в качестве магнитоуправляемых дифракционных решеток, в голографии и в некоторых других областях.

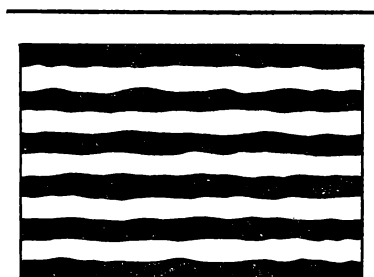


Рис. 1.31. Полосовая доменная структура

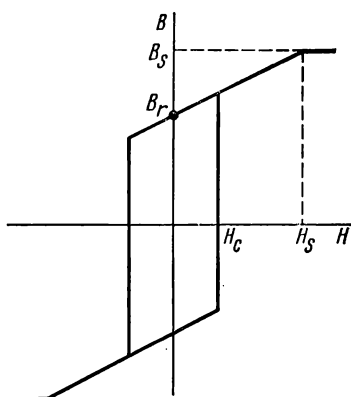


Рис. 1.32. Закритическая петля гистерезиса

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ДОМЕНЫ

Цилиндрические магнитные домены (ЦМД) или, как их иногда называют, «магнитные пузырьки» (magnetic bubbles) возникают при определенных условиях в монокристаллических пластинках или пленках некоторых ферритов. Впервые ЦМД изучались

в веществах с общей химической формулой $RFeO_3$, где R — редкоземельный элемент*, а также близкий им по свойствам иттрий. Такие соединения, обладающие орторомбической кристаллической структурой типа перовскита, называют ортоферритами. Все эти соединения, за исключением $SmFeO_3$, при комнатной температуре обладают самопроизвольной намагниченностью, направленной вдоль орторомбической оси c . Если из монокристалла ортоферрита вырезать тонкую (порядка 0,05 мм) пластинку в направлении, перпендикулярном оси легкого намагничивания, то в ней возникает лабиринтная доменная структура. На рис. 1.33, *а* показана эта структура, наблюдаемая благодаря эффекту Фарадея. Векторы намагниченности в доменах ориентированы в положительном или отрицательном направлениях вдоль нормали к исследуемой поверхности, чему на рисунке соответствуют светлые и темные участки. При воздействии на пластинку магнитным полем $H_{вн}$, направленным перпендикулярно к поверхности, лабиринтные домены по мере увеличения поля сначала разрываются, приобретая гантельную форму, далее образуются ЦМД (рис. 1.33, *б*, *в*), радиус которых постепенно уменьшается, и, наконец, вся пластинка намагничивается однородно, т. е. образуется как бы один домен. Отсюда следует, что ЦМД существуют только в определенном диапазоне значений поля $H_{вн}$.

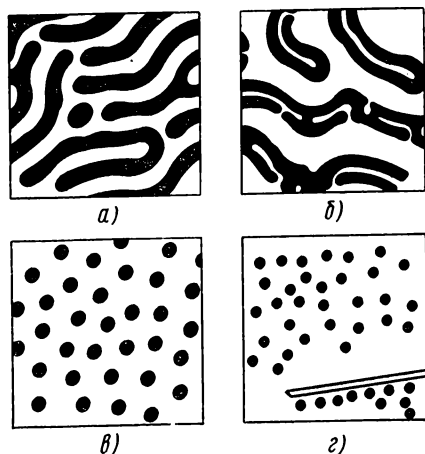


Рис. 1.33. Доменная структура в тонкой пластинке ортоферрита:

а — лабиринтная структура ($H_{вн} = 0$);
б — переходная структура от лабиринтной к ЦМД ($H_{вн}$ мало); *в* — структура ЦМД (достаточно сильное $H_{вн}$); *г* — концентрация ЦМД около очень тонкой ферромагнитной проволоки

Для качественного объяснения причин образования ЦМД можно провести формальную аналогию между каплями жидкости, находящейся на твердой подложке, и доменами. На каплю действуют два рода сил: сила тяжести, под действием которой капля растекается по поверхности, и силы поверхностного натяжения, старающиеся придать капле форму сферы. На домен в отсутствие поля $H_{вн}$ действуют также два рода сил: силы магнитостатического происхождения, стремящиеся растянуть домен, и силы, связанные с наличием энергии доменной стенки, стремящиеся сжать домен.

* К редкоземельным относятся элементы периодической системы Менделеева от № 57 до № 71.

Количественно в отсутствие поля это приводит к «растеканию» домена по поверхности с образованием лабиринтной структуры. Если создать поле $H_{\text{вн}}$, то возникает третья сила, связанная с взаимодействием домена с внешним полем. Эта сила действует по направлению нормали к поверхности, т. е. сжимает домен. При достаточно большом значении поля $H_{\text{вн}}$ образуется ЦМД.

Математически это можно представить следующим образом. Полная энергия

$$E = E_{\text{м}} + E_{\gamma} - E_{\ominus} = 2\mu_0 H_{\text{вн}} I_s \pi R^2 h + 2\pi R h \gamma_{\text{гп}} - E_{\ominus}, \quad (1.150)$$

где R — радиус домена; h — толщина пластинки (высота домена).

Для нахождения условия минимума полной энергии возьмем производную от E по R и приравняем ее к нулю, что приводит к следующему уравнению:

$$H_{\text{вн}} + \frac{\gamma_{\text{гп}}}{2R\mu_0 I_s} - \frac{\partial E_{\ominus}/\partial R}{4\pi\mu_0 I_s R h} = 0. \quad (1.151)$$

Или, введя обозначения

$$H_{\gamma} = \frac{\gamma_{\text{гп}}}{2R\mu_0 I_s}; \quad H_{\ominus} = \frac{\partial E_{\ominus}/\partial R}{4\pi\mu_0 I_s R h},$$

получим

$$H_{\text{вн}} + H_{\gamma} = H_{\ominus}. \quad (1.152)$$

Графическое решение уравнения (1.152) приведено на рис. 1.34. Корнями уравнения являются точки 1 и 2. Обе точки соответствуют экстремальным значениям энергии E , но минимуму энергии, т. е. устойчивому состоянию соответствует точка 2. Из графиков видно, что, если $H_{\text{вн}} = 0$, то точка 2 находится в области $R \rightarrow \infty$, т. е. ЦМД не образуются, а имеет место лабиринтная доменная структура. С появлением поля $H_{\text{вн}}$ точка 2 переходит в область конечных значений R , которое может быть уменьшено до $R_{\text{к}} = R_{\text{min}}$. При дальнейшем увеличении $H_{\text{вн}}$ точка пересечения пропадает и образец переходит в состояние однородного намагничивания. Максимальная величина радиуса $R_{\text{max}} \approx 3R_{\text{к}}$. Этот переход называют коллапсом.

В § 4.2 рассмотрены материалы для ЦМД, требования, предъявляемые к ним, и вопросы технического применения ЦМД.

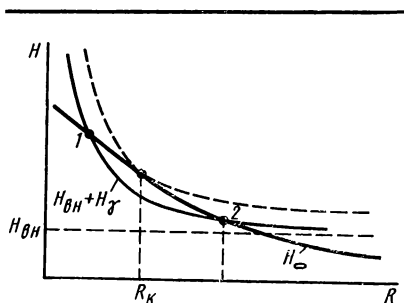


Рис. 1.34. Схематическое изображение зависимости H_{γ} , $H_{\text{вн}}$, H_{\ominus} от радиуса домена R

§ 1.9. Теория кривой намагничивания и петли гистерезиса

КРИВАЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Рассмотрим ход кривой намагничивания, т. е. зависимость $B = f(H)^*$ макрообъема ферромагнетика, состоящего из совокупности отдельных кристаллитов. Схематически ход такой кривой для ферромагнетика с кубической кристаллической структурой изображен на рис. 1.35 (в прямоугольниках показаны направления намагничивания доменов при различных значениях намагничивающего поля). Исходное состояние соответствует размагниченному образцу ($H = 0$; $B = 0$), т. е. равновероятному расположению магнитных моментов доменов, намагниченных в направлении осей легкого намагничивания (по ребрам куба).

Слабым полям соответствует участок *обратимого смещения границ доменов*. На этом участке происходит увеличение объема доменов, векторы намагниченности (магнитных моментов) которых образуют наименьший угол с направлением внешнего поля за счет антипараллельно намагниченных доменов. Процесс практически является обратимым, т. е. после удаления внешнего поля образец возвращается в исходное состояние.

На участке *необратимого смещения границ доменов* происходят повороты векторов намагниченности доменов на 90° и 180° , что соответствует крутому ходу кривой намагничивания. Изменение намагниченности на этом участке скачкообразно (эффект Баркгаузена).

В области сильных полей на *участке вращения* направление векторов намагниченности из легкого постепенно переходит в более трудное, параллельное полю H .

Когда все магнитные моменты расположатся параллельно внешнему полю, наступает техническое насыщение ($I = I_s$), т. е. считается, что дальнейшее увеличение H не вызывает увеличения I_s , а B увеличивается лишь постольку, поскольку растет H^{**} .

В действительности увеличение H сопровождается незначительным возрастанием намагниченности I_s (*парапроцесс*), которая в пределе приближается к «истинному насыщению» I_0 .

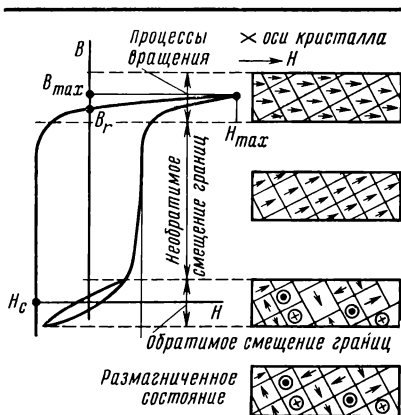


Рис. 1.35. Схематический ход кривой намагничивания ферромагнетика

* Или зависимости $I = f(H)$.

** Это ясно из выражения $B = \mu_0 (H + I)$.

Если для точки с координатами H_{\max} и B_{\max} удалить внешнее поле ($H = 0$), то индукция будет равна остаточной индукции B_r , т. е. будет иметь место гистерезис. Для того чтобы получить в образце $B = 0$, на него надо воздействовать размагничивающим полем, равным коэрцитивной силе H_c .

Приведенный анализ хода кривой намагничивания является упрощенным. Практически процесс происходит значительно сложнее; например, явления смещения граничных слоев и вращения частично перекрывают друг друга.

Математически процесс намагничивания, т. е. появление преимущественной ориентации намагниченности I_s по направлению внешнего поля H , можно представить (для единицы объема) следующим выражением:

$$\delta I_H = I_s \sum \cos \theta_i \delta V_i + I_s \sum V_i \delta (\cos \theta_i), \quad (1.153)$$

где δI_H — результирующая намагниченность в направлении поля H ; θ_i — угол между направлением поля и вектором намагниченности i -й области объема V_i .

Первое слагаемое выражения (1.153) описывает намагниченность $\delta I_{\text{см}}$, обусловленную процессами смещения граничных слоев доменов, второе — намагниченность $\delta I_{\text{вр}}$, обусловленную процессами вращения. Следовательно, можно записать

$$\delta I_H = \delta I_{\text{см}} + \delta I_{\text{вр}}. \quad (1.154)$$

Так как восприимчивость $k_m = dI/dH$, то

$$k_m = (dI/dH)_{\text{см}} + (dI/dH)_{\text{вр}} = k_{\text{см}} + k_{\text{вр}}. \quad (1.155)$$

Анализ кривых намагничивания различных групп магнитных материалов (см. гл. 2) показывает, что начальная магнитная восприимчивость магнитномягких материалов определяется в основном процессами смещения, т. е. составляющей $k_{\text{см}}$, магнитотвердых материалов — процессами вращения, т. е. составляющей $k_{\text{вр}}$.

Теория процессов смещения границ доменов

Теория процессов смещения границ доменов была разработана в 1938 г. Е. И. Кондорским. Точная количественная оценка этих явлений, с которыми в первую очередь связана начальная магнитная восприимчивость (проницаемость), затруднительна. Это объясняется тем, что строение граничных слоев и процессы их смещения сложным образом зависят от многих трудно учитываемых факторов — структуры кристаллов, наличия посторонних включений, механических напряжений и т. п. Например, если на пути смещения граничных слоев встречаются включения, то слой между

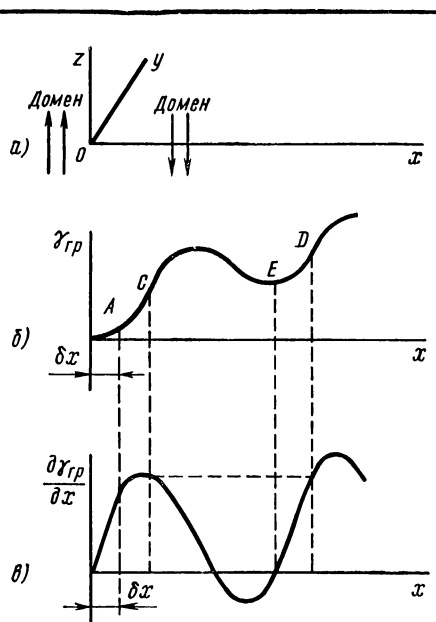


Рис. 1.36. Зависимость удельной граничной энергии $\gamma_{гр}$ и градиента этой энергии $d\gamma_{гр}/dx$ от координаты x

доменами вынужден «обтекать» включения, что изменяет величину поверхности границы, энергию граничного слоя и, следовательно, характер намагничивания.

Рассмотрим некоторые общие положения процессов смещения границ на примере доменов со 180° -ным соседством.

На рис. 1.36, а схематически изображены два соседних антипараллельных домена, векторы намагниченности которых лежат в плоскостях, параллельных плоскости yz , соответствующей непосредственному соседству доменов. На рис. 1.36, б представлен график зависимости энергии $\gamma_{гр}$ единицы поверхности граничного слоя от координаты x . Эта зависимость имеет сложный характер, так как она определяется многими причинами — внутренними на-

пряжениями и их неоднородностью, включениями и т. п. На рис. 1.36, в дана зависимость $d\gamma_{гр}/dx = f(x)$.

Если по оси z действует внешнее поле H , то объем доменов, направление намагниченности которых совпадает с направлением H , растет за счет уменьшения антипараллельно намагниченных доменов, «сбедаемых» при перемещении граничного слоя по оси x . Смещению границы доменов на величину δx соответствует в объеме $yz\delta x$ уменьшение магнитной энергии на $\Delta E_m = 2\mu_0 H I_s yz\delta x$ и увеличение энергии граничного слоя на $\Delta E_\gamma = yz\delta x \frac{d\gamma_{гр}}{dx}$. Новое условие равновесия определяется из условия равенства изменений энергий магнитной и граничного слоя:

$$2\mu_0 H I_s yz\delta x = \frac{d\gamma_{гр}}{dx} yz\delta x. \quad (1.156)$$

Характер изменения намагниченности δI_H под действием поля зависит от величины поля и вида зависимости $\gamma_{гр} = f(x)$. Если $\delta x < x_C$ (см. рис. 1.36)*, то после снятия внешнего поля граница

* Точка С соответствует максимальному градиенту энергии граничного слоя.

доменов сместится в исходное положение, т. е. будет иметь место обратимое смещение границ доменов. Если же $\delta x > x_c$, то граница доменов будет продолжать смещаться без увеличения внешнего поля до координаты x_D , где D — точка, имеющая такой же градиент, что и точка C . Значит, намагниченность увеличится скачком, т. е. на кривой намагничивания в координатах $I = f(H)$ возникнет вертикальный участок — скачок Баркгаузена. После устранения внешнего поля граница уже не вернется в исходное состояние, она остановится в точке E с минимумом энергии, т. е. будет иметь место остаточная намагниченность (гистерезис). Такого рода изменения соответствуют необратимым процессам смещения границ доменов.

Теория процессов вращения

Теория процессов вращения была разработана Н. С. Акуловым. В результате процессов смещения границ доменов вектор намагниченности I_s в ферромагнитных кристаллах располагается по направлению оси легкого намагничивания, ближайшей к направлению намагничивающего поля. При дальнейшем увеличении поля вектор I_s поворачивается ближе к полю H , и процесс заканчивается, когда векторы I_s и H становятся параллельными друг другу.

Рассмотрим основные соотношения, характеризующие процесс вращения, на примере намагничивания монокристалла кубической симметрии.

Для упрощения задачи будем считать, что:

а) образец имеет форму проволоки, намагничиваемой вдоль продольной оси; для таких образцов коэффициент размагничивания $N_p \approx 0$ (см. § 1.4) и поэтому в выражении для полной энергии (1.130) магнитостатической энергией можно пренебречь ($E_o \approx 0$);

б) направление намагничивания совпадает с трудным кристаллографическим направлением $[110]$;

в) в исходном состоянии намагниченность I_s направлена по осям легкого намагничивания $[100]$ и $[010]$ (рис. 1.37), т. е. процесс смещения границ доменов завершен (намагниченность по оси легкого намагничивания $[001]$ равна нулю);

г) упругие напряжения отсутствуют, т. е. $E_\sigma = 0$, $E_\lambda \approx 0$.

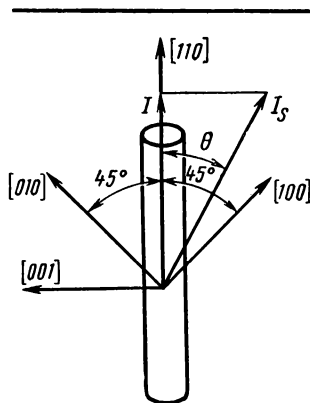


Рис. 1.37. Расположение образца в виде проволоки из монокристалла ферромагнетика с кубической симметрией относительно кристаллических осей и направления внешнего поля

При этих допущениях полная энергия состоит из энергий анизотропии и магнитной:

$$E = K_1 \alpha_1^2 \alpha_2^2 - \mu_0 H I_s \cos \theta, \quad (1.157)$$

где θ — угол между намагниченностью I_s и направлением внешнего поля H , совпадающим с осью $[110]^*$.

Введя относительную намагниченность $y = I/I_s = \cos \theta$ и учитывая, что

$$\alpha_1 = \cos(45^\circ - \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \theta + \sin \theta),$$

$$\alpha_2 = \cos(45^\circ + \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \theta - \sin \theta),$$

получим

$$E = \frac{1}{4} K_1 (2y^2 - 1)^2 - \mu_0 H I_s y. \quad (1.158)$$

При условии устойчивого состояния ферромагнетика ($\partial E / \partial y = 0$)

$$H = \frac{2K_1}{\mu_0 I_s} (2y^2 - 1) y. \quad (1.159)$$

Уравнение (1.159) графически представлено на рис. 1.38. Отличие полученной кривой $I = f(H)^{**}$ от кривых намагничивания реальных ферромагнетиков объясняется прежде всего тем, что кривая рис. 1.38 построена в предположении, что весь процесс намагничивания происходит за счет вращения. В действительности же на участке OF (или OG) основную роль играет смещение границ доменов и, следовательно, рассматривать надо только участки FDC (или GLM) кривой. Для этих участков теория хорошо совпадает с опытом.

Следует подчеркнуть, что рассматривался частный случай намагничивания кубического кристалла в направлении оси $[110]$.

Аналогичным образом можно получить зависимости $I = f(H)$ для намагничивания кристалла за счет процессов вращения и по другим осям. Н. С. Акулов рассмотрел также задачу о намагничивании поликристаллического ферромагнетика путем усреднения

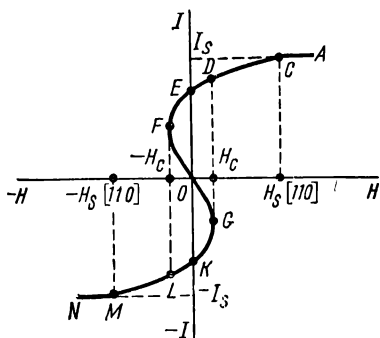


Рис. 1.38. Теоретическая кривая намагничивания для образца рис. 1.37

* Ввиду симметрии осей $[100]$ и $[010]$ относительно поля H в расчете можно условно считать, что вся намагниченность направлена по оси $[100]$.

** Или $y = f(H)$.

данных для монокристаллов. Однако такого рода расчеты хорошо совпадают с опытом только в случае сильных полей, для которых процессы смещения границ доменов практически отсутствуют.

Рассмотрим влияние упругих напряжений σ на намагничивание ферромагнетиков в области процессов вращения. Считаем напряжения, действующие по направлению поля H , настолько большими, что энергией магнитной анизотропии E_a можно пренебречь по сравнению с энергией E_σ , обусловленной внешними напряжениями. В этом случае полная энергия [см. формулу (1.130)]

$$E = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi - \mu_0 H I_s \cos \varphi. \quad (1.160)$$

При условии минимума свободной энергии ($\partial E / \partial \varphi = 0$) получим

$$I = I_s \cos \varphi = -\frac{I_s^2}{3\lambda_s \sigma} \mu_0 H, \quad (1.161)$$

откуда магнитная восприимчивость

$$k_m = -\frac{\mu_0 I_s^2}{3\lambda_s \sigma}. \quad (1.162)$$

Так как I и H имеют для ферромагнетиков одинаковые знаки, то формулы (1.161) и (1.162) применимы для случаев $\lambda_s > 0$, $\sigma < 0$ и $\lambda_s < 0$, $\sigma > 0$. Кривые намагничивания для обоих случаев имеют вид наклонных прямых.

На рис. 1.39 приведены опытные зависимости $B = f(H)$ для никеля без и при наличии упругих растягивающих напряжений. Кривые хорошо согласуются с опытом.

Для некоторых групп магнитнотвердых материалов практически интересно рассмотрение влияния на намагничивание сильных внутренних напряжений с беспорядочным расположением их ориентаций. В этом случае на границах объемов с разной ориентацией напряжений возникает большой градиент напряжений, являющийся в некотором роде барьером, препятствующим смещению границ доменов. Для таких материалов начальная восприимчивость почти полностью определяется процессами вращения.

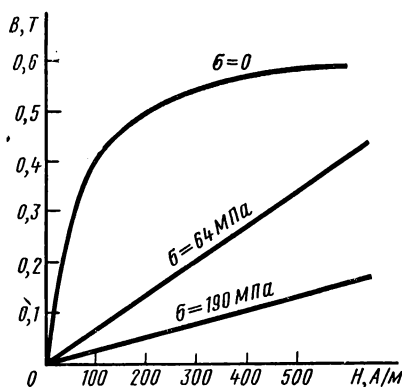


Рис. 1.39. Кривые намагничивания поликристаллического никеля без и при наличии упругих растягивающих напряжений

Причинами гистерезиса, как было указано, могут быть необратимые процессы смещения границ доменов и необратимые процессы вращения.

Е. И. Кондорский, в значительной степени разработавший теорию петли гистерезиса, установил также третью причину гистерезиса — задержку роста зародышей перемагничивания, под которыми понимают объемы с самопроизвольной намагниченностью обратного направления по отношению к основной ориентации намагниченности насыщения образца. Природу образования зародышей пока нельзя считать окончательно выясненной. Можно предположить, что в ферромагнетиках при намагничивании даже до насыщения остаются небольшие объемы с обратным направлением намагниченности («замороженные» остатки доменов). При воздействии на образец поля, совпадающего по направлению с намагниченностью зародышей, последние будут служить как бы очагами перемагничивания.

Рассмотрим гистерезис с точки зрения трех возможных причин его возникновения.

Гистерезис, обусловленный задержкой смещения границ между доменами

О механизме возникновения гистерезиса за счет необратимого смещения границ доменов упоминалось при анализе зависимостей, изображенных на рис. 1.36. Как указывалось, точке E соответствует устойчивое состояние, которому предшествовало перемещение границы доменов под действием внешнего поля в область, расположенную правее точки E , например в точку D , и последующее смещение влево до точки E с минимумом энергии после снятия внешнего поля. Для перемещения границы доменов далее влево до точки O , которой соответствует размагниченное состояние, необходимо приложить некоторое поле обратного направления, которое представляет собой коэрцитивную силу H_c , обусловленную задержкой смещения границ между доменами. Сохранив принятое при рассмотрении указанного примера допущение о том, что домены имеют форму плоскопараллельных слоев, тем самым будем считать, что при смещении границы доменов величина ее поверхности остается неизменной.

Тогда, используя (1.156), критическое поле можно представить в следующем виде:

$$H_c = \frac{1}{2\mu_0 I_s} \left(\overline{\frac{\partial \gamma_{\text{гп}}}{\partial x}} \right)_{\text{max}}. \quad (1.163)$$

Черта означает среднее значение $(\partial \gamma_{\text{гп}} / \partial x)_{\text{max}}$ по всей смещающейся поверхности, а максимальные значения градиента взяты потому,

что H_c есть мера величины максимальной квазиупругой силы, действующей на границу при ее перемещении.

Когда по пути смещения стенки происходит существенное изменение площади ее поверхности, что имеет место, например, при обтекании большого количества препятствий в виде неферромагнитных включений и др., а локальные неоднородности $\partial\gamma_{\text{гр}}/\partial x$ относительно малы, коэрцитивная сила

$$H_c = \frac{\gamma_{\text{гр}}}{2\mu_0 I_s \bar{S}} \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial x} \right)_{\text{max}}, \quad (1.164)$$

где \bar{S} — средняя величина площади поверхности граничного слоя.

Е. И. Кондорский показал, что для случая, описываемого уравнением (1.163), коэрцитивная сила определяется в основном градиентом внутренних напряжений и может быть представлена так:

$$H_c \approx \frac{\lambda_s \delta_{\text{гр}}}{2\mu_0 I_s} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_{\text{max}}, \quad (1.165)$$

где $\delta_{\text{гр}}$ — толщина граничного слоя.

Теория Е. И. Кондорского известна под названием *теории напряжений*. Она находит качественное подтверждение в материалах с малым количеством включений, для которых характерно низкое значение коэрцитивной силы (магнитномягких материалов).

М. Керстен рассмотрел вопрос определения H_c при большом количестве включений (*теория включений*).

Основные качественные положения этой теории состоят в следующем. Если считать, что в рассматриваемой модели $\partial\gamma_{\text{гр}}/\partial n$ мала (n — нормаль к поверхности стенки), т. е. $\gamma_{\text{гр}} \approx \text{const}$, то энергия $E_{\gamma} = \gamma_{\text{гр}} S$ будет тем меньше, чем меньше площадь стенки. Отсюда следует, что в отсутствие внешнего поля граница доменов стремится расположиться так, чтобы пересекать возможно большее число включений. Под воздействием внешнего поля граница может сойти с включений; ее площадь увеличится и соответственно возрастет E_{γ} . Величина H_c определяется максимальным увеличением граничной энергии при смещении границ доменов. Данные положения можно проиллюстрировать на примере простейшей модели, изображенной на рис. 1.40. В этой модели включения имеют форму сфер диамет-

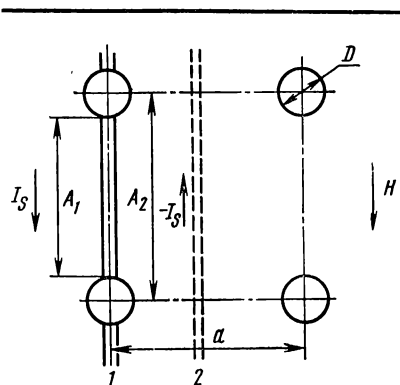


Рис. 1.40. Модель для определения коэрцитивной силы по теории включений

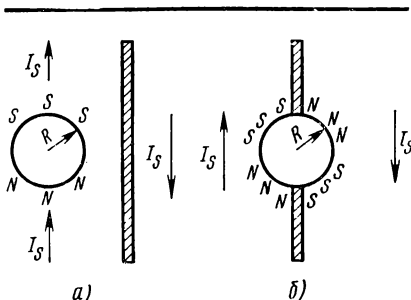


Рис. 1.41. Зависимость магнитостатической энергии от положения граничного слоя:

a — граница вне включений; *б* — граница пересекает включения

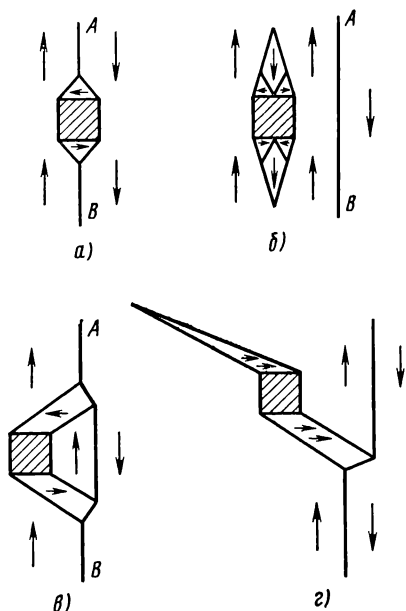


Рис. 1.42. Вторичная структура ферромагнитных доменов вблизи включений (заштрихованные области):

a — включение пересекается 180°-ным граничным слоем; *б* — включение вне граничного слоя *AB*; *в* — «прилипание» граничного слоя к включению; *г* — образование структуры шлейфа при смещении границ между доменами для ферромагнетика с тремя осями легкого намагничивания

ром *D*, расположенных в виде кубической решетки с постоянной *a*. В отсутствие поля граница доменов располагается в положении *1*, которому соответствует наименьшая ее площадь. Под действием внешнего поля *H* стенка смещается вправо, при этом площадь ее увеличивается в отношении $(A_2/A_1)^2$ и соответственно возрастает энергия E_v . Для рассматриваемой модели коэрцитивную силу можно определить по формуле

$$H_c = p_1 \frac{K_{\text{эфф}}}{\mu_0 I_s} \beta^n, \quad (1.166)$$

где $K_{\text{эфф}}$ — эффективная постоянная магнитной анизотропии; β — концентрация примесей; n — показатель степени, равный 1, $2/3$, $4/3$ и т. п.; p_1 — коэффициент, зависящий от отношения толщины граничного слоя к диаметру включений. При $\delta_{\text{гр}} \ll D$ имеем $p_1 \approx \delta_{\text{гр}}/D$, а при $\delta_{\text{гр}} \gg D$ коэффициент $p_1 \approx D/\delta_{\text{гр}}$. Отсюда следует, что H_c имеет наибольшее значение при дисперсности частиц $D \approx \delta_{\text{гр}}$. Из выражения (1.166) также следует, что H_c растет с увеличением концентрации примесей β .

Существенное развитие теория включений получила благодаря работам Л. Нееля и Е. И. Кондорского, которые учли возможность образования на включениях магнитных зарядов и, следовательно, магнитостатической энергии. Рис. 1.41 поясняет это положение. Для состояния, соответствующего рис. 1.41, *a*, магнитостатическая энергия

$$\begin{aligned} E'_\sigma &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{4\pi R^3}{3} \mu_0 I_s^2 = \\ &= 0,7R^3 \mu_0 I_s^2; \end{aligned} \quad (1.167)$$

для состояния, соответствующего рис. 1.41, б,

$$E''_{\infty} = 0,46E'_{\infty}. \quad (1.168)$$

Разность энергий ($E'_{\infty} - E''_{\infty}$) есть мера того поля, которое должно быть приложено для смещения доменной границы из положения рис. 1.41, а в положение рис. 1.41, б. Это поле необходимо учитывать при расчете коэрцитивной силы.

Возникновение магнитных зарядов вблизи включений приводит к образованию вторичной структуры доменов, характер которых зависит от многих причин: величины включений, свойств ферромагнетика (например, количества осей легкого намагничивания в нем) и др. Это хорошо видно из рис. 1.42, на котором изображена вторичная структура доменов вблизи включений для некоторых типичных случаев. Магнитостатические взаимодействия в подобных образованиях могут быть рассчитаны.

Гистерезис, обусловленный необратимым процессом вращения

Ранее было отмечено, что процессы вращения «в чистом виде» происходят в отсутствие доменных границ, поэтому исключается их смещение. Такие условия возможны, например, в очень мелких частицах ферромагнетика, для которых энергетически выгодно образование однодоменной структуры (см. § 1.7). Однодоменность предполагает отсутствие зародышей перемагничивания. Гистерезис, обусловленный необратимым процессом вращения, был впервые рассмотрен Н. С. Акуловым. Подход к решению данного вопроса можно проиллюстрировать на примере кривой намагничивания, представленной на рис. 1.38. Эта кривая имеет термодинамически неустойчивый участок FOG и устойчивые участки $FEDC$ и $GKLM$. Значит, если магнитное состояние меняется, например, по кривой $CDEF$, то при достижении точки F (поля $H = -H_c$) это состояние изменится скачкообразно и будет соответствовать точке L . Аналогично при достижении по кривой $MLKG$ точки G (поля $H = H_c$) произойдет скачкообразный переход из точки G в точку D . Таким образом, магнитные свойства будут меняться по петле гистерезиса с коэрцитивной силой H_c . Используя уравнение (1.159), описывающее кривую рис. 1.38, при условии, что $\partial H / \partial I = 0$ в точках F и G ($H = \pm H_c$), получим

$$H_{c[110]} = \pm \frac{4}{3\sqrt{6}} \frac{K_1}{\mu_0 I_s} \approx \pm \frac{K_1}{2\mu_0 I_s}. \quad (1.169)$$

При намагничивании кристалла в направлениях, отличных от $[110]$, коэрцитивная сила определяется выражением, подобным

(1.169), но с другими числовыми коэффициентами, т. е. в общем случае

$$H_c = a \frac{K_1}{\mu_0 I_s}, \quad (1.170)$$

где $0,5 \leq a \leq 2$.

В расчете учитывалась только энергия кристаллографической анизотропии. Когда энергия, связанная с магнитоупругими напряжениями, превалирует над другими видами энергии, можно получить выражение, аналогичное (1.170), заменив K_1 произведением $\lambda_s \sigma$:

$$H_c = b \frac{\lambda_s \sigma}{\mu_0 I_s}, \quad (1.171)$$

где $b = 1,5 \div 3$ — числовой коэффициент.

Для полностью изотропного в магнитном отношении ферромагнетика коэрцитивная сила определяется только анизотропией формы частицы. Предположим, что частица имеет форму эллипсоида вращения и внешнее поле, обратное начальному направлению намагниченности, параллельно главной (длинной) оси. Тогда энергия

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 I_s^2 (N_a \cos^2 \theta + N_b \sin^2 \theta) + \mu_0 H I_s \cos \theta, \quad (1.172)$$

где N_a — коэффициент размагничивания в направлении главной оси эллипсоида; N_b — коэффициент размагничивания в любом направлении, перпендикулярном к главной оси; θ — угол между векторами H и I_s .

Первый член уравнения (1.172) представляет собой магнито-статическую энергию, а второй — магнитную энергию взаимодействия намагниченной частицы с внешним полем H .

Из условия нахождения минимума энергии ($\partial E / \partial \theta = 0$) и, принимая во внимание, что коэрцитивной силе соответствует значение $\theta = 0$, получим

$$H_c = |N_b - N_a| I_s. \quad (1.173)$$

Максимально возможное для данного вещества значение H_c соответствует сильно вытянутой частице, для которой можно считать, что $N_a = 0$; $N_b = \frac{1}{2}$. Тогда

$$H_c = I_s / 2. \quad (1.174)$$

На рис. 1.43 представлена зависимость коэрцитивной силы эллипсоидной частицы, обусловленной только анизотропией формы, от отношения

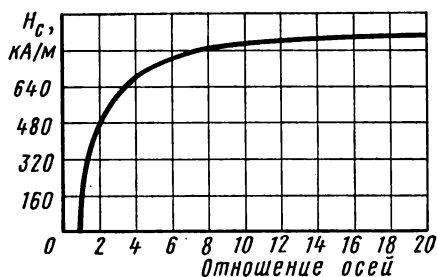


Рис. 1.43. Зависимость коэрцитивной силы эллипсоидальной частицы железа, обусловленной анизотропией формы, от отношения осей эллипсоида

осей эллипсоида для железа ($I_s = 1,7 \cdot 10^5$ А/м). Из рис. 1.43 видно, что при отношении осей уже порядка десяти условия близки к предельным.

Для системы хаотически ориентированных частиц коэрцитивная сила определяется выражением

$$H_c = c |N_b - N_a| I_s, \quad (1.175)$$

где $c = 0,48$ — числовой коэффициент.

В табл. 1.2 приведены максимальные значения коэрцитивной силы мелких (однодоменных) частиц, обусловленные различными причинами.

В общем случае коэрцитивную силу, вызванную необратимыми процессами вращения, можно представить как сумму трех рассмотренных составляющих:

$$H_c = {}_K H_c + {}_\sigma H_c + {}_N H_c = a \frac{K_1}{\mu_0 I_s} + b \frac{\lambda_s \sigma}{\mu_0 I_s} + c |N_b - N_a| I_s, \quad (1.176)$$

где индексы K , σ , N при коэрцитивной силе означают природу ее возникновения.

Необратимые процессы вращения существенным образом влияют на магнитные характеристики не только мелких порошков, но также тонких магнитных пленок, высококоэрцитивных гетерогенных ферромагнитных сплавов и некоторых других групп магнитных

Т а б л и ц а 1.2

Максимальные значения коэрцитивной силы мелких (однодоменных) частиц, обусловленные различными причинами

Причина	Выражение для H_c	Максимальные значения H_c , кА/м		
		Fe	Co	Ni
Кристаллографическая анизотропия	$2K_1/\mu_0 I_s$	40	480	11
Анизотропия формы	$I_s/2$	850	700	252
Анизотропия механических напряжений *	$3\lambda_s \sigma / \mu_0 I_s$	48	48	320

* Расчет выполнен для $\sigma = 2 \cdot 10^9$ Па = 20 650 кгс/см².

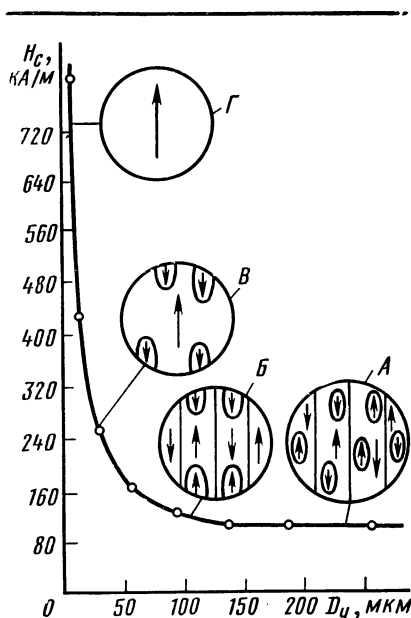


Рис. 1.44. Зависимость коэрцитивной силы от диаметра частиц сплава Mn-Bi для доменных структур:

А — многодоменная; Б — многодоменная без поверхностных замыкающих областей; Б' — переходная; Г — однодоменная

материалов. Однодоменность структуры и связанный с этим рост влияния необратимых процессов вращения на коэрцитивную силу хорошо иллюстрирует изображенная на рис. 1.44 зависимость H_c от диаметра частицы D_{ch} для Mn-Bi.

Гистерезис, обусловленный ростом зародышей перемagnetничивания

Ранее указывалось, что в материале могут возникать зародыши перемagnetничивания, которые можно также создавать искусственно. Это было осуществлено в опытах ряда исследователей. Удалось даже выделить (путем травления образца) зародыши из общего объема материала, т. е. непосредственно доказать их существование. При действии внешнего поля с направлением, обратным первоначальному намагничиванию, происходит постепенный рост зародышей до критических размеров, после чего рост энергетически выгоден, т. е. энергетически выгоден процесс перемagnetничивания.

Поле, соответствующее началу этого процесса, называют полем старта $H_{ст}$. Затем перемagnetничивание может происходить при поле, меньшем $H_{ст}$, называемом критическим H_0 . Это ($H_0 < H_{ст}$) объясняется следующим образом. Для образования зародыша перемagnetничивания необходима энергия, идущая на создание граничного слоя между зародышем и окружающей его средой. Для дальнейшего перемagnetничивания образца граничный слой во время движения должен преодолевать потенциальные барьеры, возникающие из-за неоднородностей материала. При этом затрачиваемая энергия может быть меньше той, которая требовалась для образования граничного слоя.

Гистерезис, обусловленный задержкой роста зародышей перемagnetничивания, наиболее наглядно можно проанализировать на материалах с прямоугольной петлей гистерезиса. У таких материалов перемagnetничивание осуществляется единственным скачком.

Экспериментальное исследование процесса роста зародышей перемagnичивания можно провести на установке, схема которой изображена на рис. 1.45. Исследуемый образец представляет собой тонкую проволоку AB из материала с незначительной кристаллографической анизотропией, например из пермаллоя. В проволоке путем ее растяжения создаются сильные механические напряжения. При этом выполняются условия $E_\sigma \gg E_k$ и в направлении оси проволоки $E_\sigma \approx 0$. Такой образец имеет однородную структуру и одну ось легкого намагничивания, хотя материал поликристаллический. Образец намагничивают до насыщения, создавая магнитное поле в соленоиде 1. Затем поле уменьшают до нуля, коммутируют и увеличивают до некоторого значения $H < H_{ст}$. При этом перемagnичивание еще не наступает. Если теперь посредством соленоида 2 создать на коротком участке поле, дополняющее H до $H_{ст}$, то вследствие возникновения на этом участке зародыша перемagnичивания и его дальнейшего роста произойдет перемagnичивание проволоки в направлении, обратном первоначальному. Индикаторные катушки 3 и 4, подключенные к осциллографу, позволяют измерять скорость перемещения граничного слоя, которая зависит от материала и условий проведения опыта и составляет 50—300 м/с. Таким скоростям соответствует приблизительно прямоугольная форма петли гистерезиса. На рис. 1.46 приведены прямоугольные петли гистерезиса проволоки из Fe-Ni сплава (Ni — 14%) без натяжения и в растянутом состоянии.

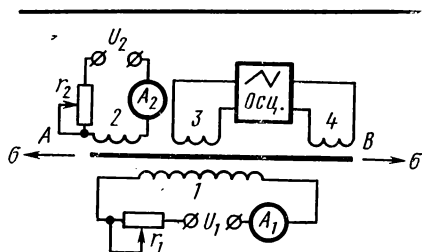


Рис. 1.45. Схема установки для исследования процессов, связанных с образованием зародышей перемagnичивания

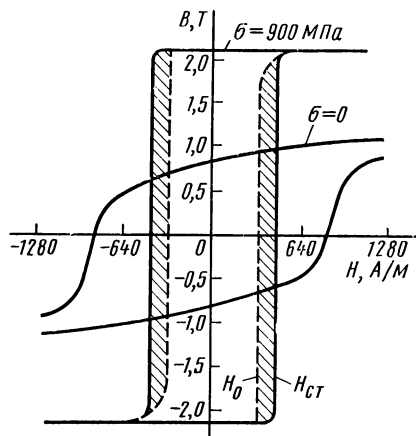


Рис. 1.46. Образование прямоугольной петли гистерезиса при растяжении проволоки из сплава Fe-Ni

§ 1.10. Антиферромагнетизм и ферримагнетизм

Как уже отмечалось (§ 1.1), антиферромагнетики и ферримагнетики обладают атомным магнитным порядком, при котором даже в отсутствие внешнего поля энергетически выгодно антипа-

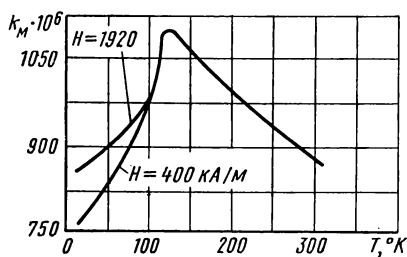


Рис. 1.47. Температурная зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика MnO для разных значений намагничивающего поля

параллельное расположение соседних спинов. У антиферромагнетиков имеет место взаимная компенсация магнитных моментов атомов, а у ферромагнетиков такая компенсация отсутствует. Магнитный порядок сохраняется до температуры $T = \Theta_N$ (точки Нееля), выше которой вещество переходит в парамагнитное состояние.

Антиферромагнетикам свойственна специфическая температурная зависимость магнитной восприимчивости. На рис. 1.47, например, приведена кривая $k_m = f(T)$ антиферромагнетика

MnO , из которой видно, что по мере повышения температуры, начиная от $T = 0 \text{ K}$, магнитная восприимчивость возрастает и после прохождения через максимум, который наблюдается в точке Нееля, начинает падать. На участке $T > \Theta_N$ зависимость подчиняется закону Кюри—Вейсса, т. е. отвечает свойствам парамагнетика. Числовые значения для k_m показывают, что антиферромагнитный эффект количественно весьма мал ($k_m \approx 10^{-3} - 10^{-5}$). Для некоторых редкоземельных металлов, обладающих антиферромагнетизмом, нижний температурный предел существования антиферромагнетизма $T_{\text{афм}}^{\text{min}} > 0 \text{ K}$. В области температур $T < T_{\text{афм}}^{\text{min}}$ эти вещества находятся обычно в ферромагнитном состоянии (см. § 1.11).

В слабых полях k_m антиферромагнетика практически не зависит от величины намагничивающего поля ($k_m \approx \text{const}$), в сильных полях k_m обычно является сложной функцией поля.

В монокристаллах антиферромагнетика наблюдается магнитная анизотропия, т. е. зависимость величины и характера изменения k_m от направления поля по отношению к кристаллографическим осям.

К антиферромагнетикам относятся: редкоземельные элементы (см. § 1.11), а также хром и марганец; многие окислы, хлориды, фториды, сульфиды, карбонаты переходных элементов (например, на основе марганца: MnO , MnS_2 , MnF_2 , MnO_2 и др.; аналогично для Fe , Co , Ni , Cr , Cu и др.).

Феррииманетики приобрели свое название от ферритов — первой группы некомпенсированных антиферромагнетиков, получивших большое и все увеличивающееся применение в технике.

Под ферритами понимают соединения окиси железа Fe_2O_3 с окислами других металлов, например соединения со структурной формулой $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, где Me^{2+} — двухвалентный металл (железо, никель, марганец, цинк, кобальт, медь, кадмий, магний и др.). Одни из этих ферритов (такие, как никелевый $\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ или

марганцевый $\text{MnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) обладают весьма сильными магнитными свойствами, другие (такие, как $\text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ и $\text{CdO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) немагнитны. Существуют ферриты и с иными структурными формулами.

Магнитные свойства ферритов впервые были изучены в 1878 г. В 1909 г. немецкому ученому Хильперту был выдан патент на их изготовление. Одновременно в России исследованиями ферритов как магнитного материала занимался В. П. Вологдин. Однако в то время ферриты не получили практического применения, так как в постоянных и низкочастотных магнитных полях их свойства ниже свойств металлических магнитных материалов, а высокочастотная техника, где их преимущества неоспоримы, была развита слабо. Особые свойства ферритов при работе в высокочастотном диапазоне объясняются тем, что их удельное электрическое сопротивление в миллиарды раз превышает сопротивление металлических ферромагнетиков. (Поэтому в электрическом отношении они относятся к классу полупроводников или диэлектриков.) Это практически исключает возникновение в ферритах вихревых токов при воздействии на них переменных магнитных полей, что в свою очередь позволяет применять ферриты в качестве магнитного материала в диапазоне частот до сотен мегагерц (вместо металлических материалов, применяемых в диапазоне частот до нескольких десятков килогерц).

В настоящее время используют сотни различных марок ферритов, отличающихся по химическому составу, кристаллической структуре, магнитным и другим свойствам. Помимо упомянутых однокомпонентных ферритов, большое распространение получили двух- и многокомпонентные ферриты. Наиболее широко применяют магнитномягкие и магнитотвердые ферриты, ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса, ферриты для устройств СВЧ, ферриты с большой константой магнитострикции. Области и объем использования ферритов непрерывно расширяются.

Многие свойства ферримagnetиков, например зависимости $I = f(H)$, качественно аналогичны свойствам ферромагнетиков, но между этими группами веществ имеются и принципиальные различия.

Рассмотрим, например, температурные зависимости намагниченности насыщения ферро- и ферримagnetиков. Наиболее характерным для ферромагнетиков является существование точки Кюри. Для некоторых ферримagnetиков с повышением температуры интенсивность насыщения постепенно уменьшается, доходит до нуля, начинает возрастать, а потом снова падает до нуля. При дальнейшем нагреве ферримagnetик остается парамагнитным. Температуру вторичного обращения интенсивности насыщения в нуль называют точкой Нееля, а температуру первичного обращения в нуль — точкой компенсации.

Для ферритов также характерны значительно меньшие, по сравнению с ферромагнетиками, значения намагниченности насыщения и ряд других особенностей.

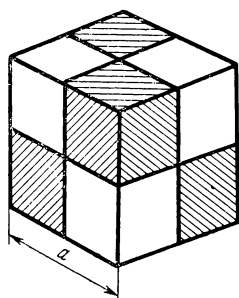


Рис. 1.48. Схематическое изображение элементарной ячейки шпинельной структуры

Специфические свойства антиферромагнетиков и ферримagnetиков нельзя было объяснить только с позиций ферромагнетизма. Потребовалось создание новой теории, которая во многом базируется на ранее разработанных в теории ферромагнетизма положениях.

Теоретическое обоснование явления антиферромагнетизма впервые было дано Л. Д. Ландау (1933 г.). Л. Неель провел значительные исследования в этой области, поэтому теорию антиферромагнетизма и ферримagnetизма называют *теорией Нееля*. В дальнейшем эта теория получила существенное развитие в работах многих советских и зарубежных ученых.

Рассмотрим основные положения теории Нееля на примере ферритов со структурой шпинели.

Элементарная ячейка шпинели представляет собой куб с ребром $a \approx 8,5 \text{ \AA}$. Для удобства этот куб можно разделить на восемь более мелких кубиков с ребрами $a/2$, называемыми октантами (рис. 1.48). Структура заштрихованных и светлых октантов различна.

Всего элементарная ячейка шпинели содержит восемь «молекул» MeFe_2O_4 , т. е. 32 иона кислорода, 16 ионов железа и 8 ионов двухвалентного металла Me^{2+} . Ионы кислорода образуют гранецентрированную кубическую решетку. В промежутках между ионами кислорода находятся ионы металлов (черные кружки), окруженные четырьмя или шестью ионами кислорода (светлые кружки), как показано на рис. 1.49: a — расположение тетраэдрическое, b — октаэдрическое.

Неель рассматривал кристаллическую решетку шпинели, состоящую из двух подрешеток: одной из магнитных ионов металлов, находящихся в тетраэдрических промежутках (подрешетка A), и другой из ионов в октаэдрических промежутках (подрешетка B).

В элементарной решетке шпинели имеется всего 64 тетраэдрических и 32 октаэдрических места (пустот). Из них заняты 8 тетраэдрических (A -узлы) и 16 октаэдрических (B -узлы) мест; 72 места остаются свободными. Ближайшие соседи какого-либо магнитного иона в подрешетке A принадлежат подрешетке B .

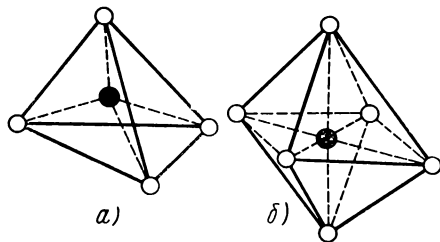


Рис. 1.49. Схематическое изображение тетраэдрического (а) и октаэдрического (б) узлов

Неель распространил теорию молекулярного поля Вейсса на кристаллическую решетку шпинели. При этом он предположил, что между магнитными ионами подрешеток A и B имеется сильное отрицательное взаимодействие типа AB , приводящее к антипараллельному расположению спинов (магнитных моментов) подрешеток. Взаимодействие типов AA и BB по сравнению с AB мало. При равенстве магнитных моментов подрешеток A и B имеет место антиферромагнетизм. Если магнитные моменты A и B не равны между собой, существует ферримагнетизм.

Ионы двухвалентного металла Me^{2+} и трехвалентного железа Fe^{3+} в решетке ферритов $MeO \cdot Fe_2O_3$ могут быть расположены по-разному, образуя при этом один из двух типов шпинели: прямую (нормальную) или обращенную.

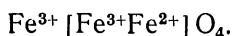
В прямой шпинели Me^{2+} занимает тетраэдрические пустоты A , а Fe^{3+} — октаэдрические пустоты B . В структуре прямой шпинели кристаллизуются ферриты цинка и кадмия. Прямые шпинели немагнитны.

В обращенной шпинели в тетраэдрических промежутках находится половина ионов Fe^{3+} , а в октаэдрических — вторая половина ионов Fe^{3+} и ионы Me^{2+} . В структуре обращенной шпинели кристаллизуются ферриты никеля, марганца, магния, меди, кобальта и некоторых других элементов. Обращенные шпинели сильно магнитны.

Условно два указанных типа шпинелей обозначают следующим образом: $Me^{2+} [Fe_2^{3+}] O_4$ — прямая шпинель; $Fe^{3+} [Me^{2+}Fe^{3+}] O_4$ — обращенная шпинель. Ионы, занимающие тетраэдрические узлы, написаны перед квадратными скобками, а ионы, занимающие октаэдрические узлы, — в скобках.

Расчеты, проведенные в соответствии с теорией Нееля, объясняют многие не ясные ранее положения, встречающиеся на практике. Покажем это на примере.

По данным Вейсса, магнитный момент M молекулы феррита железа $FeO \cdot Fe_2O_3$ (магнетита), определенный опытным путем, равен $4,08 \mu_B$. Если бы все нескомпенсированные моменты молекулы магнетита были расположены параллельно друг другу, то M должен был бы равняться $14 \mu_B$, так как $M_{Fe^{3+}} = 5 \mu_B$, а $M_{Fe^{2+}} = 4 \mu_B$. Магнетит кристаллизуется в структуре обращенной шпинели, т. е. его структурная формула имеет вид



Суммарный магнитный момент

$$M = M_{\text{окт}} - M_{\text{тетр}} = (4\mu_B + 5\mu_B) - 5\mu_B = 4\mu_B,$$

что хорошо согласуется с данными опыта.

Становится понятным также аномальный характер зависимости $I = f(T)$ и наличие точки компенсации для некоторых ферритов.

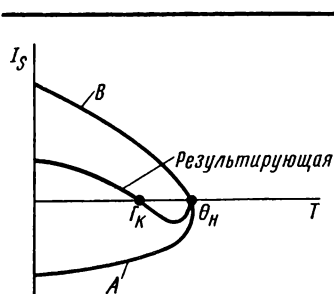


Рис. 1.50. Схематическое изображение зависимости $I_s = f(T)$ подрешеток A и B и результирующая кривая для ферритов с точкой компенсации

На рис. 1.50 даны схематическое изображение температурной зависимости намагниченности насыщения для подрешеток A и B и результирующая кривая для феррита с точкой компенсации, представляющая собой разность (алгебраическую сумму) двух первых кривых. Точка T_K является точкой компенсации, а Θ_N — точкой Нееля. Из приведенных кривых и общих положений теории Нееля следует также, что намагниченность насыщения ферритов не может быть большой. Действительно, I_s ферритов в несколько раз меньше I_s ферромагнитных материалов, у которых имеет место параллельное расположение спинов.

Аналогично можно рассмотреть ферриты и с другими кристаллическими структурами — граната, перовскита, магнетоплumbита и т. д. При этом число подрешеток может быть больше двух.

Для объяснения выдвинутого Неелем положения об энергетической выгодности антипараллельного расположения соседних спинов теории ферромагнетизма оказалось недостаточно.

Действительно, как было показано в § 1.6, самопроизвольной антипараллельной ориентации соседних спинов соответствует отрицательное обменное взаимодействие, что имеет место, если расстояние между соседними магнитными атомами достаточно мало (см. рис. 1.17). Этим можно объяснить антиферромагнитные свойства хрома и марганца. Однако во многих антиферромагнитных соединениях между магнитноактивными катионами переходных металлов расположены магнитнонейтральные анионы O^{2-} , Fe^{2-} , S^{2-} и т. п. В результате этого магнитные ионы оказываются столь удаленными друг от друга, что прямое обменное взаимодействие между ними пренебрежимо мало.

Между тем расчеты, основанные на опытных данных по измерению точки Нееля, показывают, что причиной возникновения атомного магнитного порядка для рассматриваемых групп магнетиков (антиферромагнетиков и ферримангнетиков), так же как и для ферромагнетиков, являются электростатические силы обменного происхождения (магнитное взаимодействие слишком мало).

В этом случае имеет место так называемое *косвенное (сверхобменное) взаимодействие*. Рассмотрим механизм этого взаимодействия на примере антиферромагнитного соединения MnO .

На рис. 1.51 дана кристаллическая структура окиси марганца, откуда видно, что ближайшими соседями металлических ионов являются ионы кислорода. Ион кислорода имеет электронную оболочку со структурой $1s^2$, $2s^2$, $2p^6$.

Каждая пара $2p$ -электронов с противоположно направленными спинами находится на орбите типа восьмерки (рис. 1.52). Пока $2p$ -оболочка иона O^{2-} заполнена, кислород не может принять участие в косвенном обмене, а прямой обмен между ионами Mn^{2+} невозможен ввиду отсутствия перекрытия орбит электронов.

Предположим, что хотя бы один электрон кислорода занял место в $3d$ -оболочке иона Mn^{2+} . Поскольку у марганца $3d$ -оболочка уже заполнена наполовину (содержит 5 электронов из возможных 10), то согласно правилу Хунда спин перешедшего электрона должен быть направлен антипараллельно спинам $3d$ -электронов марганца. При этом ион кислорода становится парамагнитным (магнитно-активным), в результате чего создаются условия для возникновения непосредственной обменной связи с соседними ионами металлов, за исключением иона металла, захватывающего $2p$ -электрон. Если волновые функции достаточно сильно перекрываются, обменное взаимодействие может быть антиферромагнитным.

Величина энергии, обусловленной косвенным обменом, зависит от взаимного расположения ионов. Например, ввиду вытянутой формы орбит электронов $2p$ и $3d$ наивыгоднейшим является расположение ионов по одной прямой с наименьшими расстояниями между ними.

Теоретические представления о характере антиферромагнитных и ферромагнитных структур получили подтверждение благодаря

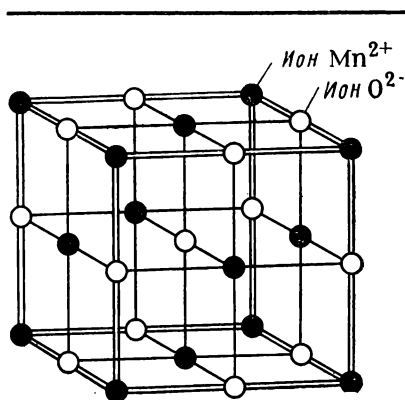


Рис. 1.51. Кубическая решетка кристалла MnO

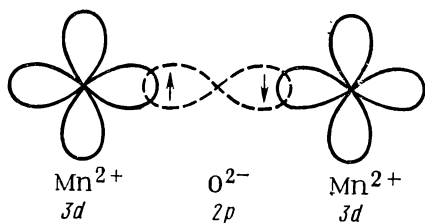


Рис. 1.52. Перекрытие волновых функций электронов $2p$ иона O^{2-} и электронов $3d$ ионов Mn^{2+}

опытам с применением методов нейтронной дифракции. Нейтронные лучи взаимодействуют только с электронной оболочкой, обладающей нескомпенсированным спиновым магнитным моментом, и с ядром атома. При этом интенсивность рассеяния зависит от направлений магнитных моментов атомов или ионов, что позволяет путем анализа дифракции нейтронных лучей определять распо-

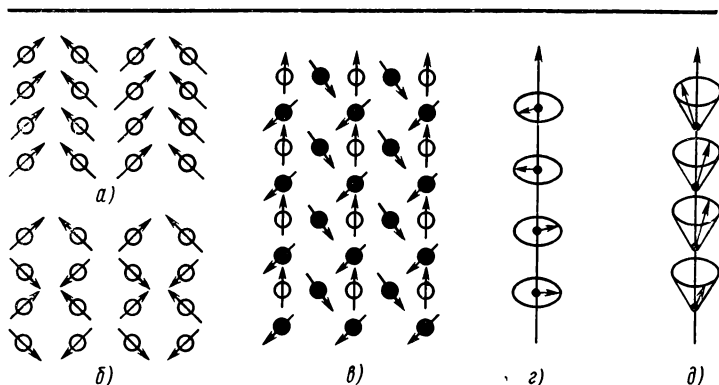


Рис. 1.53. Схематическое изображение неколинеарных типов атомных структур:

а — слабоферромагнитная; б — слабонеклинеарная антиферромагнитная; в — треугольная; г — простая винтовая; д — ферромагнитная винтовая (геликоидальная)

ложение спинов у магнетиков. Этот метод открывает очень широкие перспективы для анализа магнитного состояния различных веществ.

В заключение сделаем следующее замечание. Во всех рассмотренных магнитоупорядоченных структурах предполагалось колинearность спинов, т. е. равенство 0 и 180° угла между атомными магнитными моментами. В некоторых случаях имеет место неколинearность этих моментов. Основные типы неколинearных систем схематически изображены на рис. 1.53. Некоторые из этих типов будут в дальнейшем рассмотрены.

§ 1.11. Редкоземельные ферро-, ферри- и антиферромагнетики

Редкоземельные металлы (РЗМ), их сплавы, ряд соединений, (например, редкоземельные ферриты), а также вещества, в которые в качестве примесей входят редкоземельные ионы, привлекают все большее внимание ученых и инженеров, так как обладают специфическими свойствами, в том числе магнитными, и открывают перспективы для получения новых материалов с уникальными характеристиками.

РЗМ и близкие им по свойствам иттрий и скандий (часто рассматриваемые в этой группе) являются переходными элементами и, следовательно, обладают нескомпенсированными атомными магнитными моментами. Это, как уже отмечалось, связано с тем, что электронные оболочки имеют недостроенные слои. Для большинства РЗМ недостроен 4f-слой, а в некоторых из них, кроме того, 5d-слой,

иттрий имеет незаполненный $4d$ -слой, а скандий — $3d$ -слой. При рассмотрении явления ферромагнетизма было отмечено, что для элементов группы железа недостроенным является $3d$ -слой.

Существенное различие электронных конфигураций РЗМ и группы железа состоит в следующем. У РЗМ поверх недостроенного $4f$ -слоя находятся $5s$ - и $5p$ -слои, т. е. $4f$ -слой расположен как бы в толще атома и заэкранирован от внешних влияний наружными оболочками. У элементов группы железа $3d$ -слой окружен только $2s$ -слоем. Отсюда следует существенное различие природы магнитных свойств для этих групп веществ. Как уже отмечалось, у магнетиков группы железа магнитный момент в основном определяется спиновыми свойствами электронов, а роль орбитального момента незначительна. Это видно из того, что g -фактор близок к 2. Орбитальный момент под действием внутреннего кристаллического поля приобретает фиксированное положение в решетке, т. е. «замораживается». У РЗМ вследствие того, что $4f$ -слой заэкранирован $5s$ - и $5p$ -слоями, такого «замораживания» не происходит и орбитальный момент активно влияет на магнитные свойства. Поэтому, например, для Dy $g = 1,33$, для Er $g = 1,20$.

Магнитные моменты изолированных атомов и ионов различных РЗМ можно подсчитать по формуле (1.34).

При этом, согласно правилу Хунда, при заполнении оболочек атомов у элементов первой подгруппы редкоземельного ряда (от лантана до гадолиния) $J = L - S$, а для последующих элементов (от гадолиния до лютеция) $J = L + S$. Для Cd^{3+} $g = 2$ и, следовательно, $L = 0$ и $J = S$. Отсюда видно, что для первой подгруппы, называемой цезиевой, следует ожидать меньшие значения магнитных моментов, чем для второй подгруппы, называемой иттриевой. Магнитные моменты лантана и лютеция равны нулю. Этот вывод подтверждается расчетными и опытными данными.

Для РЗМ характерно то, что особенности внутренней электронной структуры изолированных атомов и ионов сохраняются и в кристалле.

Большинство РЗМ в определенном температурном интервале обладают атомным магнитным порядком.

Шесть РЗМ — гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий, эрбий и тулий — являются ферромагнетиками, но в пяти из них (за исключением гадолиния) наблюдается и антиферромагнетизм.

В табл. 1.3 приведены значения температур Θ_1 , при которых

Т а б л и ц а 1.3
Температуры Θ_1 и Θ_2 для
некоторых РЗМ

Элемент	Θ_1 , К	Θ_2 , К
Dy	85	179
Ho	20	133
Er	20	85
Tu	22	60
Tb	219	230

для указанных элементов имеет место переход ферромагнетизма в антиферромагнетизм, и температуры Θ_2 перехода в парамагнитное состояние. Для гадолиния точка Кюри $\Theta = 290$ К.

Пять РЗМ являются антиферромагнетиками — церий, празеодим, неодим, самарий и европий.

Атомный магнитный порядок обусловлен, как и у ферромагнетиков группы железа, обменным взаимодействием. Его природа для РЗМ изучена еще недостаточно. Прямое обменное взаимодействие ввиду отсутствия перекрытия $4f$ -слоев невозможно. Следовательно, надо искать механизм косвенного взаимодействия. Предполагают, что оно может осуществляться через электроны проводимости, а также благодаря электронам $5s$ - и $5p$ -слоев, имеющих скомпенсированные спиновые моменты.

Большинство РЗМ обладает гексагональными плотноупакованными решетками. Однако имеют место и другие структуры — ромбоэдрическая (Sm), кубическая объемноцентрированная (Er), кубическая гранецентрированная (Y) решетки с большим количеством модификаций.

Для РЗМ характерны следующие особенности магнитных свойств:

1) очень большие значения магнитной анизотропии. Величина K_1 РЗМ на два-три порядка больше, чем K_1 элементов группы железа. Это открывает широкие возможности получения материалов для постоянных магнитов с рекордными свойствами (см. § 2.17);

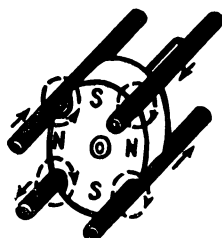
2) огромные значения магнитострикции, что также может найти техническое применение;

3) большие значения намагниченности насыщения. Например, для Dy при 0 К $I_0 \approx 3000$ кА/м, тогда как для Fe $I_0 \approx 1750$ кА/м.

Ряд магнитных материалов на основе РЗМ используют в технических устройствах. Особый интерес представляют редкоземельные ферриты как наиболее перспективные материалы для создания ЦМД.

ГЛАВА ВТОРАЯ

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ



§ 2.1. Общая классификация

Магнитным материалом называют материал, применяемый в технике с учетом его магнитных свойств.

Общепринято выделение двух основных групп магнитных материалов — *магнитномягкие* и *магнитнотвердые*; в третью группу включают *материалы специального назначения*, имеющие сравнительно узкие области применения.

Характерными свойствами *магнитномягких материалов* являются их способность намагничиваться до насыщения даже в слабых полях (высокая магнитная проницаемость) и малые потери на перемагничивание.

Магнитнотвердые материалы (материалы для постоянных магнитов) обладают большой удельной энергией. Эта энергия тем больше, чем больше остаточная индукция B_r и коэрцитивная сила H_c материала (см. § 2.13).

Процессы намагничивания материалов обеих групп протекают аналогично, но количественное соотношение процессов смещения границ доменов и вращения различно. Процессы смещения границ доменов требуют меньших затрат энергии, чем вращения. В магнитномягких материалах намагничивание происходит в основном за счет смещения границ доменов, а в магнитнотвердых — за счет вращения вектора намагниченности. Однако это не всегда так. Например, для высококоэрцитивных (магнитнотвердых) материалов на основе редкоземельных металлов (см. § 2.19) процессы смещения границ доменов превалируют над процессами вращения.

Сравнивая петли гистерезиса, характерные для обеих групп материалов, можно отметить, что форма петли, индукция насыщения и остаточная индукция примерно одинаковы, а разница в коэрцитивной силе достигает очень большой величины. Для промышленных магнитномягких материалов наименьшая $H_c \approx 0,4$ А/м,

а для магнитотвердых наибольшая $H_c \approx 800$ кА/м, т. е. она отличается в $2 \cdot 10^6$ раз. Следовательно, магнитномягкие материалы имеют узкую петлю гистерезиса с небольшой коэрцитивной силой, а магнитотвердые — широкую петлю с большой коэрцитивной силой.

Границы значений H_c , по которым материал можно отнести к группе магнитномягких или магнитотвердых, являются условными. Можно считать, что для магнитномягких материалов $H_c < 800$ А/м, а для магнитотвердых $H_c > 4$ кА/м. По мере прогресса техники границы значений H_c расширяются в обе стороны. Термины «магнитномягкий» и «магнитотвердый» не относятся к характеристике механических свойств материала. Существуют механически мягкие, но магнитотвердые материалы, и наоборот.

К группе магнитных материалов специального назначения можно отнести материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ), магнитострикционные и термомагнитные, ферриты СВЧ, материалы со средней магнитной твердостью и некоторые другие.

МАГНИТНОМЯГКИЕ МАТЕРИАЛЫ

§ 2.2. Классификация

Магнитномягкие материалы принято классифицировать по их основному химическому составу, который в значительной степени определяет технологию производства, свойства и области применения материала. В соответствии с этим магнитномягкие материалы подразделяют на различные группы.

Технически чистое железо (низкоуглеродистая электротехническая сталь) — это железо, содержащее ограниченное количество примесей, прежде всего углерода, получаемое методами прямого восстановления чистых руд, а также с применением электролитического или карбонильного процессов.

Технически чистое железо является дешевым и технологичным материалом, хорошо штампуются и обрабатывается на всех металлорежущих станках, обладает высокими магнитными свойствами в постоянных полях. Основной недостаток железа состоит в малом значении удельного электрического сопротивления, что ограничивает область его применения как магнитного материала постоянными магнитными полями. В переменных полях железо применять нецелесообразно ввиду больших потерь на вихревые токи.

Технически чистое железо имеет очень большое значение как шихтовый материал для получения почти всех ферромагнитных сплавов.

Электротехнические (кремнистые) стали представляют собой твердый раствор кремния в железе.

К преимуществам электротехнических сталей относятся большие значения удельного электрического сопротивления и высокие магнитные свойства. Основными недостатками этих сталей являются повышенная твердость и хрупкость, а также пониженные по сравнению с железом значения индукции насыщения. Электротехнические стали изготавливают горячекатаными с изотропными магнитными свойствами и холоднокатаными — малотекстурованными и текстурованными с анизотропией магнитных свойств.

Электротехнические стали по сравнению с другими магнитными материалами находят наибольшее применение для изготовления магнитопроводов электрических машин, трансформаторов, дросселей и других устройств, рассчитанных на работу при частоте до 400—500 Гц в области малых, средних и сильных полей, иногда в постоянных полях и при повышенных частотах (до 10 кГц).

Пермаллои — это сплавы железа с никелем или железа с никелем и кобальтом, обычно легированные молибденом, хромом и некоторыми другими элементами.

Основное преимущество пермаллоев — очень высокие значения магнитной проницаемости в слабых полях и малая величина коэрцитивной силы. Недостатками пермаллоев являются большая чувствительность магнитных свойств к механическим напряжениям, пониженные значения индукции насыщения и сравнительно высокая стоимость. Высокие магнитные свойства у пермаллоев получают лишь после отжига готовых изделий в водороде или вакууме, что усложняет их применение.

Пермаллои применяют для изготовления магнитных элементов измерительных, автоматических и радиотехнических устройств, работающих в слабых постоянных и переменных полях с частотой до нескольких десятков килогерц, а для сверхтонкого проката и до более высоких частот.

Магнитномягкие ферриты представляют собой твердый раствор ферромагнитного и неферромагнитного ферритов. Наибольшее применение имеют марганеццинковые (низкочастотные) и никельцинковые (высокочастотные) ферриты.

Удельное сопротивление ферритов в 10^6 — 10^{13} раз больше удельного сопротивления металлических материалов, а потери на вихревые токи соответственно меньше. Это позволяет использовать ферриты при изготовлении изделий, предназначенных для работы в областях звуковых и радиочастот. К недостаткам ферритов следует отнести низкие значения индукции насыщения, сравнительно малые величины магнитной проницаемости, большую зависимость магнитных свойств от температуры, значительные хрупкость и твердость. Применение магнитномягких ферритов для получения изделий, рассчитанных на работу в постоянных полях или при промышленной частоте, нецелесообразно.

Магнитодиэлектриками называют конгломерат из измельченного ферромагнетика, частицы которого разделены между собой

в электрическом отношении изолирующими пленками из немагнитного материала, являющегося одновременно механической связкой.

Магнитодиэлектрики, так же как ферриты, обладают большим удельным электрическим сопротивлением и являются высокочастотными материалами. Их преимущества по сравнению с ферритами заключаются в более высокой стабильности свойств и в хорошей воспроизводимости характеристик, а недостатком является более низкое значение магнитной проницаемости.

Прочие магнитномягкие материалы. Кроме указанных основных групп магнитномягких материалов, в некоторых случаях применяют материалы с особыми свойствами, например сплавы железа с кобальтом с очень высокими значениями индукции насыщения (пермендюры).

В табл. 2.1 приведены некоторые характеристики различных групп магнитномягких материалов. Данные таблицы являются ориентировочными и могут служить лишь для общей сравнительной оценки этих групп.

§ 2.3. Общие требования, предъявляемые к материалам

В зависимости от назначения материала возникают и различные требования к нему. Например, для магнитных экранов материал должен иметь высокие начальную и максимальную проницаемости, для импульсных трансформаторов существенной является скорость нарастания магнитной индукции и форма импульса и т. п.

Общие требования к магнитномягким материалам можно сформулировать следующим образом.

1. Материал должен легко намагничиваться и размагничиваться, т. е. петля гистерезиса должна быть узкой, чему соответствует малое значение коэрцитивной силы и большое значение магнитной проницаемости (особенно начальной и максимальной). Выполнение этого условия определяет, например, величину тока холостого хода в трансформаторах. По этим параметрам лучшими материалами являются пермаллои.

2. Материал должен обладать большой индукцией насыщения, т. е. обеспечивать прохождение максимальной величины магнитного потока через заданную площадь поперечного сечения магнитопровода. При выполнении этого требования можно получить наименьшие габариты и массу устройства. Поэтому рабочую точку часто выбирают значительно выше той, которой соответствует максимальная проницаемость. Наибольшей индукцией насыщения обладают сплавы железа с кобальтом, технически чистое железо и электротехнические стали.

3. При работе в переменных полях изделия из магнитномягкого материала должны иметь возможно меньшие полные потери,

Т а б л и ц а 2.1

Некоторые характеристики промышленных магнитных материалов

Материал	$\mu_{\text{нач}}$	μ_{max}	H_c , А/м	B_S в поле H_S	ρ , Ом · м
Технически чистое железо	250	3500—4500	40—100	2,18 Т $H = 5 \cdot 10^4$ А/м	10^{-7}
Электротехническая сталь	200—600	3000—8000	10—65	1,89 Т, $H = 3 \cdot 10^4$ А/м	$(6—2,5) \cdot 10^{-7}$
Пермаллой: низконикелевые ($\sim 40—50\%$ Ni) высоконикелевые ($\sim 79\%$ Ni)	2 000—4 000 15 000—100 000	15 000—60 000 70 000—300 000	5—32 0,65—4	1,3—1,6 Т 0,7—0,75 Т	$(4,5—9) \cdot 10^{-7}$ $(1,6—8,5) \cdot 10^{-7}$
Ферриты: никельцинковые марганеццинковые	10—2 000 * 700—20 000 *	40—7 000 1 800—35 000	1700—8 28—0,25	0,2—0,35 Т 0,15—0,46 Т	$10^8—10$ $20—10^{-3}$
Магнитодиэлектрики на основе: альсифера карбонильного железа молибденового пермаллоя	20—65 5—15 60—250	— — —	— — —	— — —	— — —

* При $t = 100$ кГц.

которые складываются из потерь на гистерезис, вихревые токи и дополнительных потерь.

Потери определяют рабочую температуру изделия, которая не должна превышать допустимой величины. Снижение потерь повышает энергетический к. п. д., а также позволяет при заданной температуре перегрева повысить рабочую индукцию, что дает возможность уменьшить массу и габариты устройства.

Потери на гистерезис пропорциональны площади петли гистерезиса и частоте перемагничивания. Так как для различных материалов H_c меняется в десятки и сотни раз, а B_r и B_s — только в несколько раз, то в первом приближении потери на гистерезис, отнесенные к одному циклу перемагничивания, пропорциональны коэрцитивной силе, которая должна быть минимальной.

Потери на вихревые токи зависят от электрического сопротивления магнитопровода, максимальной индукции и частоты перемагничивания. Для уменьшения этих потерь увеличивают электрическое сопротивление магнитопровода, применяя материалы с большим удельным сопротивлением, а также шихтованные сердечники в виде пакета из тонких электрически изолированных друг от друга пластин. Широкое применение получили ленточные сердечники, навиваемые из тонкой ленты с междувитковой электрической изоляцией.

Природу дополнительных потерь установить довольно сложно. Они существенны только на высоких частотах.

Определение составляющих потерь позволяет найти пути уменьшения полных потерь. Например, с повышением частоты повышается доля потерь на вихревые токи и, казалось бы, для уменьшения полных потерь нужно применять более тонкие пластины. Однако известно, что уменьшение толщины проката сверх некоторого критического значения вызывает резкое увеличение потерь на гистерезис. Следовательно, применение очень тонких листов может вызвать не уменьшение, а даже увеличение полных потерь. Количественная оценка составляющих потерь в каждом случае дает возможность принять оптимальное решение.

Кроме перечисленных основных требований, к магнитным материалам предъявляют и другие требования.

От листовых и ленточных металлических материалов требуются высокая пластичность, обеспечивающая хорошее качество штамповок и длительность работы штампов, хорошее качество поверхности (отсутствие ржавчины, отслаивающейся окалины, бугорков, вмятин и т. п.), отсутствие разнотолщинности; от листовых материалов, кроме того, — минимальные волнистость и коробоватость. Выполнение этих требований позволяет повысить коэффициент заполнения, что обуславливает меньшие габариты изделия.

Прокат желательно иметь не в виде листов, а в виде рулонов, что дает возможность автоматизировать как производство материалов, так и изготовление изделий из них.

Магнитные свойства большинства магнитномягких материалов зависят от механических напряжений. Чем меньше эта зависимость, тем больше материал можно обжечь при сборке сердечника, т. е. тем выше коэффициент заполнения. Под влиянием механических напряжений сильно меняются начальная и максимальная проницаемости и коэрцитивная сила, но проницаемость в сильных полях и индукция насыщения зависят незначительно. Наиболее существенно механические напряжения влияют на свойства пермаллоев.

Магнитные свойства материалов после механической обработки восстанавливают путем термообработки (отжига).

В отдельных случаях существенными являются стабильность свойств от времени и температуры, линейность кривой намагничивания (на определенном участке), прямоугольность петли и др. При выборе материала необходимо учитывать его стоимость и дефицитность.

§ 2.4. Технически чистое железо

Термин «железо» соответствует названию химического элемента. В промышленном же применении железо * представляет собой сплав, в котором обязательно присутствует углерод. Будем считать, что технически чистое железо содержит менее 0,05% углерода и минимальное количество серы, фосфора, марганца и других примесей.

Железо является основным компонентом почти всех современных магнитных материалов, и его качество как составляющей шихты во многом определяет их свойства. Кроме того, железо применяют и как самостоятельный магнитномягкий, а в последнее время и как магнитотвердый материал (см. § 2.18). Вследствие низкого удельного электрического сопротивления железо используют при изготовлении изделий, предназначенных для работы только в постоянных магнитных полях.

Магнитные свойства железа и в первую очередь магнитная проницаемость в слабых и в средних полях и коэрцитивная сила могут меняться в очень широких пределах в зависимости от количества и состава примесей. Свойства железа, полученного лабораторным путем, в 100—200 раз выше свойств технически чистого железа, что объясняется большим влиянием примесей, которые трудно удалить. Самыми вредными примесями являются углерод, кислород, сера, азот и водород.

Кроме химического состава, значительное влияние на магнитные свойства железа оказывает его структура, особенно величина

* В стандартах на магнитные материалы (ГОСТ 3836—47 и ГОСТ 11036—64) термин «железо» заменен названием «низкоуглеродистая электротехническая сталь».

зерна (деформированного кристалла округлой формы). Искажения кристаллической решетки, а также концентрация примесей на границах зерен затрудняют процессы смещения доменных границ и приводят к увеличению коэрцитивной силы. Поэтому чем крупнее зерна (меньше протяженность границ зерен на единицу объема), тем выше магнитные свойства.

Выращивание крупного зерна достигается главным образом соответствующей термообработкой (отжигом).

Улучшить свойства железа в процессе производства можно в результате многократных переплавок в вакууме, а также различных видов отжига: в водороде, вакууме и др.

При использовании железа в качестве магнитного материала необходимо учитывать эффект старения и влияние на магнитные свойства механических напряжений.

Под магнитным старением обычно понимают увеличение коэрцитивной силы железа со временем (иногда более чем в 1,5—2 раза), что объясняется структурными превращениями — образованием немагнитных включений определенной степени дисперсности. Повышение температуры ускоряет процессы старения.

Уменьшение старения достигается легированием железа некоторыми элементами, например кремнием или алюминием, а также путем искусственного старения, которое заключается в выдерживании материала при 100°С в течение 100—150 ч.

Механические напряжения, возникающие при штамповке, резке и других видах обработки, а также при растяжении, сжатии или скручивании железа, могут значительно ухудшить магнитные свойства. Деформация на 0,5—1% вызывает снижение μ_{\max} на 25—30% и возрастание H_c на 15—20%. Внутренние напряжения снимаются отжигом после обработки деталей (см. § 2.7).

Т а б л и ц а 2.2

Магнитные свойства низкоуглеродистой электротехнической стали
(ГОСТ 3836—47 и ГОСТ 11036—64)

Марка стали	H_c , А/м (не более)	μ_{\max} (не менее)	Магнитная индукция, Т (не менее)						
			В5	В10	В25	В50	В100	В300	В500
Э	96	3500	1,38	1,50	1,62	1,71	1,81	2,05	2,18
ЭА	80	4000	1,39	1,50	1,62	1,71	1,81	2,05	2,18
ЭАА	64	4500	1,38	1,50	1,62	1,71	1,81	2,05	2,18
Э12, Э12кп	96	—	1,30	1,42	1,53	—	—	—	—
Э10, Э10кп	80	—	1,30	1,42	1,53	—	—	—	—
Э8, Э8кп	64	—	1,30	1,42	1,53	—	—	—	—

Примечание. Цифры у букв «В» означают напряженность магнитного поля в А/см, при которой задана индукция.

Магнитные свойства у тонких листов железа (меньше 0,5—1 мм), как уже отмечалось, обычно хуже, чем у толстых.

Все это относится к магнитным свойствам железа в слабых и в средних полях. Проницаемость в сильных полях и индукция насыщения от перечисленных причин зависят мало.

Наиболее распространенными являются низкоуглеродистая электротехническая сталь (армко-железо *), электролитическое и карбонильное железо.

Низкоуглеродистую электротехническую сталь изготавливают тонколистовой и сортовой.

Сталь тонколистовая содержит не свыше 0,04% углерода и не больше 0,6% других примесей. Сталь выпускают трех марок (сортов по магнитным свойствам): Э (низкий сорт), ЭА (средний сорт), ЭАА (высший сорт) в виде листов тонкого проката толщиной $d = 0,2—4,0$ мм.

Сталь сортовую выпускают марок Э12, Э10, Э8 (спокойную) и Э12кп, Э10кп, Э8кп (кипящую). Магнитные свойства различных марок низкоуглеродистой электротехнической стали приведены в табл. 2.2, а типичная кривая намагничивания — на рис. 2.1. Указанные свойства материал имеет после отжига без доступа воздуха при температуре 900°C в течение 2—4 ч и медленного охлаждения до 600°C со скоростью не более $20—40^\circ$ в час.

Электролитическое железо изготавливают путем электролиза. Осажденное железо после тщательной промывки измельчается в порошок в шаровых мельницах. Ввиду большого насыщения водородом магнитные свойства такого железа весьма низки ($H_c \approx 160—640$ А/м). После переплавки в вакууме и многократных отжигов электролитическое железо характеризуется следующими магнитными свойствами: $\mu_{\text{нач}} = 500$; $\mu_{\text{max}} = 15\,000$; $H_c = 30$ А/м, что в несколько раз лучше, чем у армко-железа.

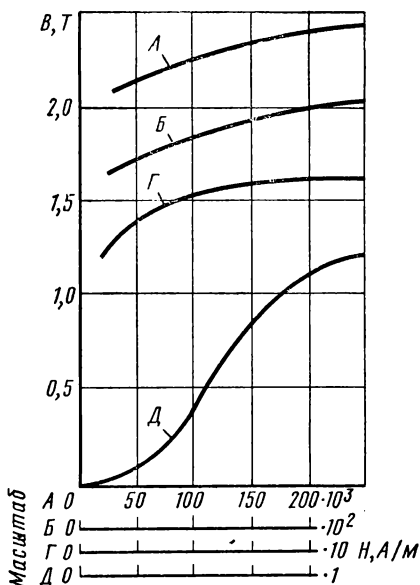


Рис. 2.1. Кривая намагничивания низкоуглеродистой электротехнической стали (армко-железа)

* Название складывается из первых букв фирмы «American Rolling Mill Company», начавшей выпускать этот материал.

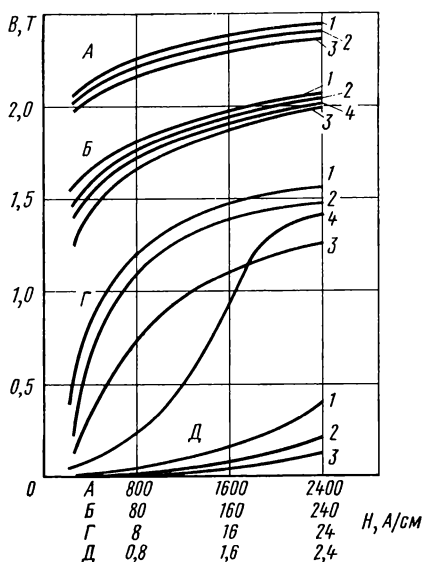


Рис. 2.2. Кривые намагничивания углеродистой стали с содержанием 0,1% (кривая 1), 0,2% (кривая 2) и 0,3% (кривая 3) углерода после отжига при 850—950° С и стали 30ХЗВ2М (кривая 4) после закалки с 1150° С и отпуса 625° С

рода. Магнитные свойства таких сталей ниже, чем у железа, но их можно улучшить отжигом изготовленных деталей.

На рис. 2.2 приведены кривые намагничивания некоторых малоуглеродистых и низколегированных сталей, применяющихся в магнитопроводах машин и аппаратов.

§ 2.5. Электротехнические стали

Электротехнические стали, как уже отмечалось, представляют собой сплав железа с 0,5—5% кремния. Кремний, образуя с железом твердый раствор, обуславливает увеличение удельного сопротивления.

На магнитные свойства чистейшего железа кремний влияет отрицательно. Однако магнитные свойства технического чистого железа при легировании его кремнием улучшаются: возрастают начальная и максимальная проницаемости, уменьшаются коэрцитивная сила и потери на гистерезис, существенно улучшается стабильность свойств.

Ввиду высокой стоимости электролитическое железо применяют редко.

Карбонильное железо получают посредством термического разложения пентакарбонила железа $\text{Fe}(\text{CO})_5$. При этом в зависимости от условий разложения железо имеет различный вид: порошкообразное, губчатое и т. п. Карбонильное железо после термической обработки в водороде приобретает следующие свойства: $\mu_{\text{нач}} = 2000—3000$; $\mu_{\text{max}} = 20\,000—21\,500$; $H_c = 6,4 \text{ А/м}$, что намного выше свойств армко-железа.

Карбонильное железо широко применяют в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков (см. § 2.10), его изготавливают также в виде листов различной толщины.

Иногда вместо технического чистого железа в электропромышленности используют углеродистые и легированные стали с содержанием 0,1—0,4% угле-

Положительное действие кремния на магнитные свойства технически чистого железа объясняется рядом причин. Кремний переводит углерод из вредной для магнитных свойств формы цементита в графит. Действуя как раскислитель, он связывает часть растворенных в металле газов (прежде всего кислород), а также способствует росту зерен и уменьшению констант магнитной анизотропии и магнитострикции.

Наибольшее значение максимальной проницаемости наблюдается при содержании 6,5—6,8% Si, чему соответствует близкая к нулю магнитострикция. Но в технике применяют сплавы с содержанием кремния не выше 5,0%. Это связано с тем, что кремний ухудшает механические свойства, повышая твердость и хрупкость. Уже при 4,0—5,0% Si материал выдерживает не более 1—2 перегибов на 90°.

Кроме того, кремний несколько снижает индукцию насыщения B_s , что является нежелательным. Кремний влияет также на плотность, теплоемкость и т. п.

Электротехническая сталь, кроме кремния, содержит примеси: углерод, серу, марганец, фосфор и др.

Наиболее вредной примесью является углерод. Его влияние на магнитные свойства определяется процентным содержанием, формой, в которой он находится (например, в виде цементита или в виде графита), и дисперсностью включений.

Влияние серы, кислорода и марганца на магнитные свойства электротехнической стали также отрицательно. Фосфор уменьшает потери как на гистерезис, так и на вихревые токи и, следовательно, может использоваться для легирования стали, но он повышает хрупкость.

Для улучшения свойств стали необходимо тщательно очищать ее от примесей, обезуглероживать и подвергать особой термообработке. Однако существенно улучшить этими методами свойства электротехнических сталей, выпускаемых промышленностью, не удается.

Свойства стали значительно улучшаются в результате образования магнитной текстуры при ее холодной прокатке и последующем отжиге.

Ранее отмечалось, что электротехнические стали, особенно с большим содержанием кремния, обладают большой хрупкостью, поэтому долгое время при их изготовлении применяли горячую прокатку. Применение холодной прокатки считалось нерентабельным.

В 1935 г. Госс обнаружил высокие магнитные свойства у холоднокатаной электротехнической стали вдоль направления прокатки. Во всех других направлениях свойства оказались хуже, т. е. такая сталь обладала магнитной текстурой и являлась магнитноанизотропной. Существенно улучшились механические свойства: качество поверхности листа, волнистость и штампуемость.

Высокие свойства холоднокатаных сталей и их магнитная анизотропия объясняются образованием в процессе прокатки и отжига кристаллографической текстуры.

Элементарная ячейка железоникелевого сплава представляет собой объемноцентрированный куб, для которого направлениями легкого намагничивания являются его ребра, а направлению самого трудного намагничивания соответствуют пространственные диагонали.

При отсутствии текстуры имеет место хаотическое расположение кристаллов. Вследствие этого материал приобретает изотропные свойства со статически постоянной средней намагниченностью по любому направлению.

При холодной прокатке зерна в кристаллографическом отношении получают преимущественную ориентацию, которую называют текстурой прокатки*. Степень текстуры зависит от температуры прокатки, степени обжатия и толщины листа.

Однако деформация в холодном состоянии приводит к появлению больших внутренних напряжений и, следовательно, к росту коэрцитивной силы. Эти напряжения можно снять отжигом.

При нагреве холоднокатаной стали до температуры выше 900°C наблюдается рекристаллизация, сопровождающаяся бурным ростом кристаллов и одновременной ориентацией их вдоль направления легкого намагничивания. В результате ребра кубов оказываются расположенными параллельно к направлению прокатки, а плоскости ромбических додекаэдров — параллельно плоскости

прокатки (рис. 2.3). Такую текстуру называют ребровой текстурой рекристаллизации. Ее интенсивность достигает 80—90%.

Технологический процесс производства стали с ребровой текстурой весьма сложен и включает горячую и холодную прокатки, промежуточный отжиг, холодную прокатку и окончательный отжиг при высокой температуре ($1100\text{—}1500^{\circ}\text{C}$).

В результате усложнения технологического процесса текстурированная сталь дороже горячекатаной стали того же состава при

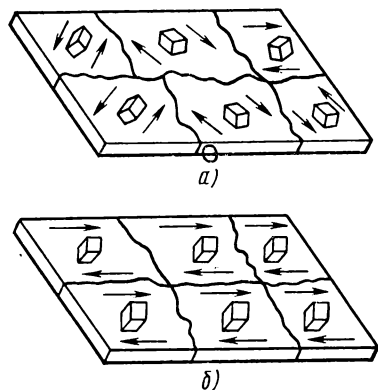


Рис. 2.3. Схематическое изображение расположения кристаллов относительно направления прокатки:

а — горячекатаная сталь; б — холоднокатаная сталь с ребровой текстурой

* Незначительное упорядочение кристаллитов и связанная с этим анизотропия свойств наблюдаются и при горячей прокатке.

одинаковой толщине ленты. Однако увеличение стоимости окупается уменьшением потерь (приблизительно в 2 раза), высоким качеством поверхности листа и хорошей штампуемостью.

Использование сталей, обладающих магнитной анизотропией, требует такой конструкции магнитопровода, при которой магнитный поток проходит только в направлении наилучших свойств, т. е. в направлении прокатки. Самые плохие магнитные свойства наблюдаются под углом 55° к направлению прокатки.

Выполнение поставленного условия возможно, если применять ленточные сердечники и сердечники, у которых стержни изготовлены из текстурованных, а ярмо — из горячекатаных сталей. Схематическое изображение различных магнитопроводов представлено на рис. 2.4.

Для магнитопроводов электрических машин с круговой формой статора и ротора выполнить требование параллельности направлений намагничивания и прокатки значительно труднее. Наиболее рациональным решением в этом случае является применение *малотекстурованных сталей*, которые по сравнению с горячекатыми сталями обладают несколько повышенными магнитными свойствами и хорошими механическими качествами, присущими холоднокатаным сталям, что обеспечивает высокий коэффициент заполнения при незначительной магнитной анизотропии.

Большой интерес представляют работы по получению электротехнических сталей не с ребровой, а с кубической текстурой. Из рис. 2.5 видно, что в случае кубической текстуры наилучшие магнитные свойства обеспечиваются при прохождении магнитного потока в трех направлениях: вдоль, поперек и перпендикулярно прокатке, а направление самого трудного намагничивания (по пространственным диагоналям) вообще не существует в плоскости намагничивания. Пока еще промышленное производство сталей с кубической текстурой не освоено (производятся только некоторые марки пермалоев с кубической текстурой).

Электротехнические стали выпускают в соответствии с двумя стандартами: сталь электротехническую тонколистовую (ГОСТ

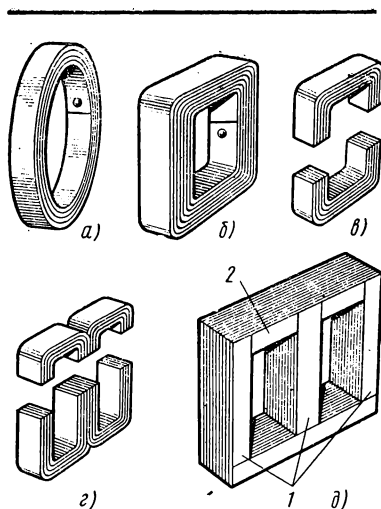


Рис. 2.4. Схематическое изображение магнитопроводов трансформаторов из текстурованных материалов:

а, б — сплошные ленточные сердечники; в, г — разрезные ленточные сердечники; д — сборный комбинированный магнитопровод; 1 — стержни из текстурованного материала; 2 — из горячекатаной изотропной стали

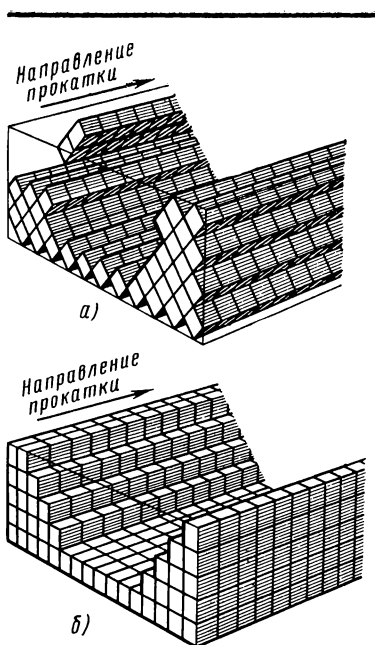


Рис. 2.5. Схематическое изображение расположения кристаллов относительно направления прокатки: а — для материала с ребровой текстурой; б — для материала с кубической текстурой

802—58) и ленту холоднокатаную рулонную из электротехнической стали (ГОСТ 9925—61).

Марку стали обозначают буквой «Э» и следующими за ней цифрами.

Первая цифра означает степень легирования стали кремнием. Ориентировочно можно считать, что эта цифра соответствует среднему содержанию кремния в весовых процентах (1 — слаболегированная, 2 — среднелегированная, 3 — повышенолегированная, 4 — высоколегированная). Часто первые две группы (Э1, Э2) называют динамными сталями, а третью и четвертую (Э3, Э4) — трансформаторными. Стандарт такую классификацию не предусматривает.

Вторая цифра (1—8) означает гарантированные электромагнитные свойства стали при ее работе в определенных условиях эксплуатации.

По этому признаку различают три группы сталей:

1) стали, предназначенные для работы в средних и сильных магнитных полях при частоте перемагничивания

50 Гц (1 — нормальные, 2 — пониженные и 3 — низкие удельные потери);

2) стали, предназначенные для работы в средних полях при частоте перемагничивания 400 Гц (ГОСТ 802—58, цифра 4; ГОСТ 9925—61, цифры: 4 — нормальные; 5 — пониженные, 6 — низкие удельные потери);

3) стали, предназначенные для работы в слабых или средних полях (ГОСТ 802—58 для работы в слабых полях, цифры: 5 — с нормальной и 6 — с повышенной магнитной проницаемостью; для работы в средних полях цифры: 7 — с нормальной и 8 — с повышенной магнитной проницаемостью; ГОСТ 9925—61, цифры 7 и 8 — повышенные свойства соответственно в слабых и средних полях).

После второй цифры может стоять нуль (текстурованная сталь) или два нуля (малотекстурованная сталь). Для материалов с особо низкими удельными потерями в конце обозначения ставится буква «А», а для материалов повышенной точности проката и повышенной отделки поверхности дополнительно вводится буква «П».

Листы и рулоны должны поставляться заказчику в отожженном состоянии. По требованию заказчика допускается поставка листов и рулонов в нагартованном виде (без отжига), в этом случае к обозначению марки стали добавляется буква «Т».

Свойства сталей, предназначенных для работы в средних и сильных магнитных полях при частоте 50 Гц. Эта группа сталей является самой большой по количеству марок и объему применения. Ее используют главным образом для энергетического оборудования — генераторов, двигателей, силовых трансформаторов. Стали данной группы выпускают 20 марок, из них 4 марки текстурованных, 5 малотекстурованных и 11 горячекатаных. Четыре марки стали изготавливают в листах и в рулонах (Э310, Э320, Э330, Э330А), остальные — только в листах. Толщина проката от 1,0 до 0,2 мм.

Основными электромагнитными характеристиками этой группы сталей являются кривая намагничивания в области средних и сильных полей, удельные потери при частоте 50 Гц и различных амплитудах магнитной индукции. Эти данные приведены в табл. 2.3.

Согласно стандарту кривую намагничивания определяют коммутационным баллистическим методом, т. е. в постоянных полях. При частоте 50 Гц и выше значения индукции будут меньше указанных в табл. 2.3, что иллюстрирует рис. 2.6. В сильных полях кривые практически совпадают, а в слабых и в средних существенно различаются.

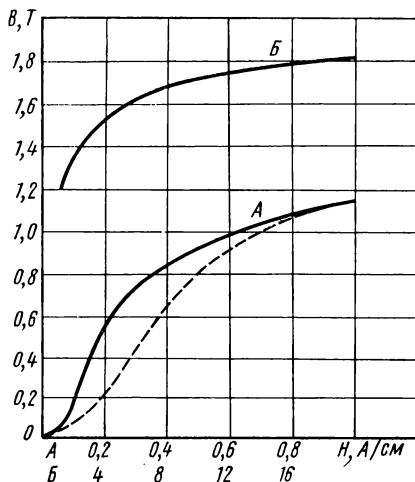


Рис. 2.6. Кривые намагничивания стали Э330 (в постоянном поле — сплошные линии; в переменном поле при частоте $f = 50$ Гц — пунктирная линия)

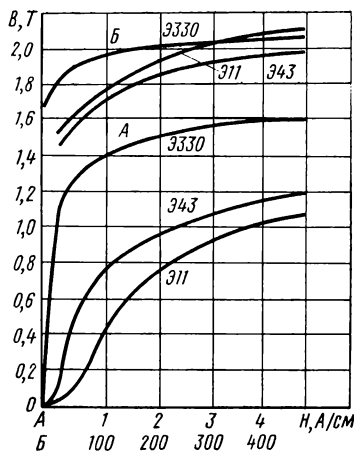


Рис. 2.7. Кривые намагничивания сталей Э11, Э43, Э330

Таблица 2.3

Электромагнитные свойства электротехнической стали, применяемой в энергетическом машиностроении
(по данным ГОСТ 802—58 и ГОСТ 9925—61)

Марка стали	Толщина листа, мм	Магнитная индукция при напряженности магнитного поля в А/см, Т					Удельные потери, Вт/кг		
		B10	B25	B50	B100	B300	P1,0/50	P1,5/50	P1,7/50
		не менее					не более		
Горячекатаная сталь									
Э11	1,0	—	1,53	1,63	1,76	2	5,8	13,4	—
Э12	1,0	—	1,5	1,62	1,75	1,98	5,5	12,5	—
Э11	0,50	—	1,53	1,64	1,76	2	3,3	7,7	—
Э12	0,50	—	1,5	1,62	1,75	1,98	3,2	7,5	—
Э13	0,50	—	1,5	1,62	1,75	1,98	2,8	6,5	—
Э21	0,50	—	1,48	1,59	1,73	1,95	2,5	6,1	—
Э22	0,50	—	1,48	1,59	1,73	1,95	2,2	5,3	—
Э31	0,50	—	1,46	1,57	1,72	1,94	2,0	4,4	—
Э32	0,50	—	1,46	1,57	1,71	1,92	1,8	3,9	—
Э31	0,35	—	1,46	1,57	1,71	1,92	1,6	3,6	—
Э32	0,35	—	1,46	1,57	1,71	1,92	1,4	3,2	—
Э41	0,50	1,3	1,46	1,57	1,70	1,9	1,55	3,5	—
Э42	0,50	1,29	1,45	1,56	1,69	1,89	1,4	3,1	—
Э43	0,50	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	1,25	2,9	—
Э43А	0,50	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	1,15	2,7	—
Э41	0,35	1,3	1,46	1,57	1,7	1,9	1,35	3,0	—
Э42	0,35	1,29	1,45	1,56	1,69	1,89	1,2	2,8	—
Э43	0,35	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	1,05	2,5	—
Э43А	0,35	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	0,9	2,2	—
Холоднокатаная малотекстурованная сталь									
Э1100	0,50	—	1,53	1,64	1,76	2	3,3	7,5	—
Э1200	0,50	—	1,53	1,64	1,76	2	2,8	6,5	—
Э1300	0,50	—	1,55	1,64	1,76	2	2,5	5,8	—
Э3100	0,50	—	1,5	1,6	1,73	1,96	1,7	3,7	—
Э3200	0,50	—	1,48	1,58	1,72	1,95	1,5	3,4	—
Холоднокатаная текстурованная сталь									
Э310	0,50	1,6	1,75	1,83	1,91	1,98	1,1	2,45	3,2
Э320	0,50	1,6	1,8	1,87	1,92	2	0,95	2,1	2,8
Э330	0,50	1,7	1,85	1,9	1,95	2	0,8	1,75	2,5
Э310	0,35	1,6	1,75	1,83	1,91	1,98	0,8	1,75	2,5
Э320	0,35	1,6	1,8	1,87	1,92	2	0,7	1,5	2,2
Э330	0,35	1,7	1,85	1,9	1,95	2	0,6	1,3	1,9
Э330А	0,35	1,7	1,85	1,9	1,95	2	0,5	1,1	1,6

Примечания: 1. Свойства горячекатаной и холоднокатаной малотекстурованной стали указаны для проб, не подвергающихся после нарезки отжигу. Свойства холоднокатаной текстурованной стали указаны для проб, подвергнутых после нарезки отжигу для снятия наклепа.

При испытании проб холоднокатаной текстурованной стали без отжига полученные результаты по удельным потерям ниже на 10% по сравнению с нормами таблицы.

2. Для холоднокатаной малотекстурованной стали разница в значениях магнитной индукции В25 вдоль и поперек листа не должна превышать: для марок Э1100, Э1200, Э1300—0,13 Т, для марок Э3100, Э3210—0,16 Т.

3. Числа после буквы «Р» означают: первое — индукцию в Т, второе — частоту, при которой заданы потери.

На рис. 2.7 показаны кривые намагничивания, измеренные в широком диапазоне напряженности поля для трех наиболее характерных марок стали рассматриваемой группы. Рисунок характеризует зависимость магнитных свойств от степени легирования и наличия текстуры.

Представляет большой интерес зависимость свойств текстурованных сталей от угла между направлением магнитного потока и направлением прокатки (рис. 2.8). Свойства малотекстурованных сталей при различных направлениях магнитного потока отличаются всего на 3—5%.

Как уже отмечалось, магнитные свойства зависят от толщины листа. Из рис. 2.9, например, видно, что уменьшение толщины проката сверх определенной величины приводит к резкому возрастанию коэрцитивной силы, а следовательно, и потерь на гистерезис.

Для рассматриваемой группы сталей, применяемых в энергетическом машиностроении, большое значение имеют удельные потери, которые зависят от химического состава, толщины листа, амплитуды индукции, частоты перемагничивания и микроструктуры стали, обусловленной режимом термической обработки.

Чем выше магнитные свойства стали, тем меньше доля потерь на гистерезис от общих потерь. Для горячекатаных слаболегированных сталей (Э1, Э2) потери на гистерезис составляют 70—75% от общих потерь (при $f = 50$ Гц), для текстурованных (Э320, Э330) — 25—35%. Соотношение этих потерь мало зависит от изменения амплитуды индукции в пределах рабочего диапазона.

Зависимость удельных потерь от магнитной индукции для различных марок сталей имеет при-

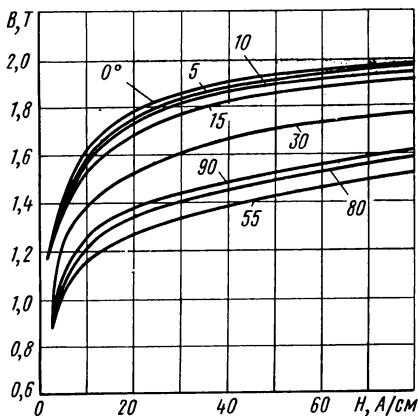


Рис. 2.8. Кривые намагничивания стали Э320, снятые на образцах, вырезанных под разными углами к направлению прокатки

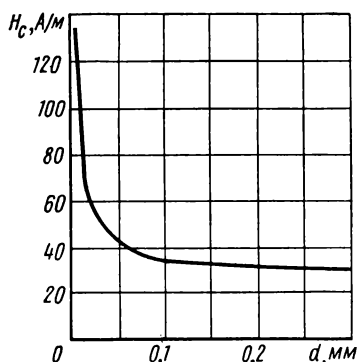


Рис. 2.9. Зависимость коэрцитивной силы от толщины для трансформаторной стали при 20°С

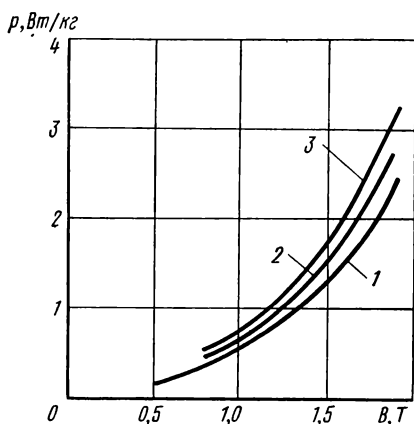


Рис. 2.10. Зависимость удельных потерь от магнитной индукции для текстурованных сталей с $d = 0,35$ мм:
1 — Э330; 2 — Э320; 3 — Э310

близительно одинаковый характер. На рис. 2.10 показана такая зависимость для текстурованных сталей.

При изменении угла между направлениями прокатки и магнитного потока величина удельных потерь возрастает, достигая максимума при 55° .

Зависимость удельных потерь от частоты определяется соотношением составляющих полных потерь. Потери на гистерезис пропорциональны частоте, потери на вихревые токи — квадрату частоты, дополнительные потери — частоте в степени, большей 1 и меньшей 2. Значит, чем больше доля потерь на гистерезис, тем закон изменения удельных потерь от частоты ближе к линейному, чем больше поля

потерь на вихревые токи, тем он ближе к квадратичному. Например, при изменении частоты в четыре раза (от 15 до 60 Гц) для горячекатаных слаболегированных сталей (Э1, Э2) удельные потери возрастают в 5 раз, для текстурованных — в 8 раз.

Свойства сталей, предназначенных для работы в средних полях при повышенной частоте. Эта группа сталей появилась в связи с широким использованием в технике повышенной частоты. С ростом частоты увеличивается влияние вихревых токов на процессы перемагничивания. Чтобы вихревые токи были меньше, применяют стали с большим удельным сопротивлением (повышенно и высоколегированные марок Э3 и Э4), преимущественно толщиной проката 0,05; 0,8; 0,1; 0,15 мм.

Только сталь Э44 — горячекатаная в листах, остальные марки сталей этой группы — текстурованные в рулонах (Э340 — в листах и в рулонах).

Электромагнитные свойства сталей, предназначенных для работы в средних полях при повышенной частоте, приведены в табл. 2.4

Зависимости свойств сталей, предназначенных для работы при повышенных частотах (например, удельных потерь от амплитуды магнитной индукции и частоты или кривой намагничивания от частоты и др.), качественно имеют тот же характер, что и сталей предыдущей группы.

Свойства сталей, предназначенных для работы в слабых (0,002—0,008 А/см) или в средних (0,03—10 А/см) полях.

Таблица 2.4

Электромагнитные свойства электротехнической стали,
предназначенной для работы в средних полях при частоте 400 Гц

(по данным ГОСТ 802—58)

Марка стали	Толщина листа, мм	Магнитная индукция при напряженности магнитного поля в А/см, Т			Удельные потери, Вт/кг		ρ , мкОм · м
		В5	В10	В25	Р0,75/400	Р1,0/400	
		не менее			не более		не менее
Э44	0,35	0,21	1,3	1,44	10,7	19	0,57
Э44	0,20	1,2	1,29	1,42	7,2	12,5	0,57
Э44	0,10	1,19	1,28	1,4	6	10,5	0,57
Э340	0,20	1,5	1,6	1,7	7	12	0,47

По данным ГОСТ 9925—61

Марка стали	Толщина ленты, мм	Магнитная индукция при напряженности магнитного поля в А/см, Т						H_c , А/см	Удельные потери, Вт/кг		ρ , мкОм · м
		В0,4	В0,8	В2	В4	В10	В25		Р1,0/400	Р1,5/400	
		не менее							не более		
Э340	0,05	0,40	0,75	1,10	1,25	1,45	1,70	0,36	10,0	21,0	0,5
Э350	0,05	0,55	0,90	1,25	1,35	1,55	1,75	0,36	3,5	19,0	0,5
Э360	0,05	0,80	1,05	1,40	1,50	1,65	1,82	0,32	7,5	16,0	0,5
Э340	0,08	0,40	0,75	1,10	1,25	1,45	1,70	0,36	10,0	22,0	0,5
Э350	0,08	0,55	0,90	1,25	1,35	1,55	1,75	0,32	8,5	19,0	0,5
Э360	0,08	0,80	1,05	1,40	1,50	1,65	1,82	0,28	7,5	17,0	0,5
Э340	0,10	0,45	0,75	1,10	1,25	1,45	1,70	0,36	10,0	22,0	0,5
Э350	0,10	0,60	0,75	1,25	1,35	1,55	1,75	0,32	8,5	19,5	0,5
Э360	0,10	0,80	1,05	1,40	1,50	1,65	1,82	0,28	7,5	17,0	0,5
Э340	0,15	0,50	0,80	1,10	1,30	1,45	1,70	0,34	10,0	23,0	0,5
Э350	0,15	0,60	0,95	1,25	1,40	1,55	1,75	0,32	9,0	20,0	0,5
Э360	0,15	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82	0,26	8,0	19,0	0,5

Электромагнитные свойства этих материалов приведены в табл. 2.5; кривые намагничивания основных марок сталей — на рис. 2.11.

Главным требованием к этим материалам являются высокие значения магнитной проницаемости в слабых и средних полях. Удельные потери не имеют существенного значения, поэтому они не нормируются.

Высокие магнитные свойства в средних и особенно в слабых полях обеспечиваются в результате очистки металла от примесей и снятия внутренних напряжений, а у текстурованных сталей — дополнительно высокой степенью текстуровки.

Т а б л и ц а 2.5

Электромагнитные свойства электротехнической стали
(по данным ГОСТ 802—58 и ГОСТ 9925—61)

Для работы в слабых полях

Марка стали	Толщина листа, мм	Магнитная индукция, мТ			ρ, мкОм · м
		В0,002	В0,004	В0,008	
		не менее			
Э45	0,35	0,12	0,26	0,77	0,55
Э46	0,35	0,15	0,33	0,88	0,55
Э45	0,20	0,13	0,28	0,7	0,55
Э46	0,20	0,16	0,35	0,88	0,55

Для работы в средних полях

Марка стали	Толщина листа, мм	Магнитная индукция, Т										ρ , мкОм · м
		В0,03	В0,05	В0,1	В0,2	В0,5	В0,7	В1	В2	В4	В10	
		не менее										
Э47	0,35	—	—	0,035	0,14	0,48	0,61	0,77	0,92	1,21	1,3	0,55
Э48	0,35	—	—	0,045	0,17	0,57	0,71	0,87	1,02	1,25	1,3	0,55
Э47	0,20	—	—	0,03	0,1	0,38	0,53	0,66	0,9	1,18	1,29	0,55
Э48	0,20	—	—	0,04	0,14	0,48	0,62	0,74	0,92	1,2	1,29	0,55
Э370	0,50	0,014	0,040	0,25	0,8	1,2	1,3	1,45	1,55	1,65	1,7	0,47
Э380	0,50	0,02	0,550	0,42	1,02	1,38	1,47	1,52	1,58	1,67	1,7	0,47
Э370	0,35	0,012	0,025	0,2	0,7	1,1	1,2	1,35	1,45	1,6	1,7	0,47
Э380	0,35	0,018	0,045	0,4	1,0	1,35	1,45	1,5	1,55	1,65	1,7	0,47
Э370	0,20	0,01	0,020	1,14	0,5	0,9	1,04	1,16	1,42	1,57	1,67	0,47
Э380	0,20	0,18	0,045	0,2	0,7	1,1	1,2	1,35	1,45	1,6	1,7	0,47

Примечания: 1. Свойства стали указаны для проб горячекатаной стали, не подвергающихся после нарезки отжигу, и для проб холоднокатаной стали — после дополнительного отжига для снятия наклепа от резки.

2. Стали марок Э370 и Э380 выпускают и в рулонах (ГОСТ 9925—61).

Для материала, полученного от завода-изготовителя, дальнейшего улучшения свойств можно достигнуть путем проведения дополнительного отжига после механической обработки деталей. Характер и режим отжига существенно влияют на магнитные свойства.

Для сталей этой группы свойственна большая степень анизотропии магнитной индукции. В горячекатаных сталях она достигает 30—40% в слабых полях и 5—7% — в средних. Для текстурованных сталей свойства вдоль и поперек направления прокатки могут отличаться в десятки раз.

Рассмотрим вопрос стабильности свойств электротехнических сталей всех трех групп.

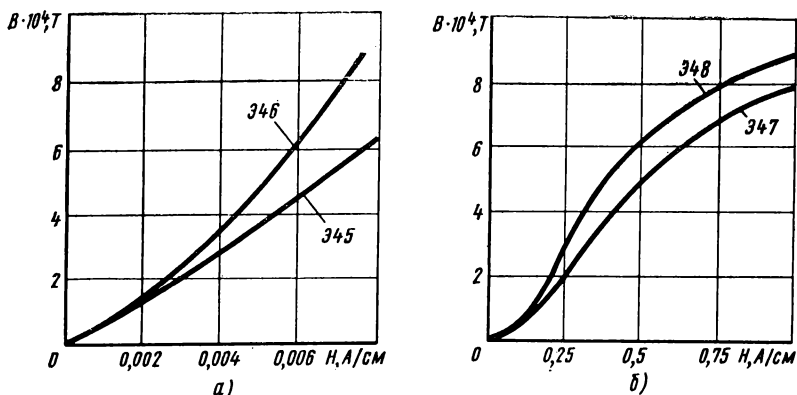


Рис. 2.11 Кривые намагничивания в постоянных полях сталей:
а — Э45 и Э46; б — Э47 и Э48

Магнитные свойства сталей с течением времени ухудшаются, что объясняется структурными изменениями в материале (старением стали). Для стабилизации свойств процессы старения искусственно ускоряют, подвергая сталь нагреву до 120—150° С в течение 120 ч.

Кремний повышает стабильность свойств во времени, поэтому изменение свойств в результате искусственного старения для высоколегированных сталей меньше (около 3%), чем для слаболегированных (около 7—9%).

Следует отметить, что быстрое охлаждение стали при повторном отжиге (сотни градусов в час) вызывает значительное усиление процессов старения.

Свойства сталей зависят также от температуры и механических напряжений.

При повышении температуры происходит значительное падение константы магнитной анизотропии и небольшое уменьшение магнитной индукции насыщения. Этому соответствует возрастание магнитной проницаемости в слабых полях и ее уменьшение в сильных.

На рис. 2.12 приведены кривые намагничивания стали Э330 при разных температурах.

Удельные потери при повышении температуры несколько снижаются в связи с возрастанием удельного электросопротивления.

Механические напряжения могут возникнуть в электротехнических сталях по разным причинам. Например, в процессе производства края листа остывают быстрее, чем его середина, в результате чего срединные части оказываются под действием растягивающих, а краевые — сжимающих напряжений. При изготовлении магнитопровода после штамповки или резки материала по его кромке возникают сжимающие напряжения (наклеп). В процессе

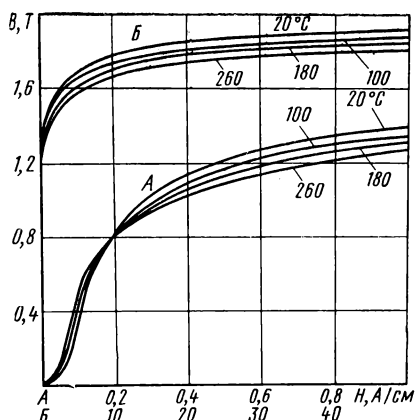


Рис. 2.12. Кривые намагничивания стали Э330 вдоль направления прокатки при разных температурах

Магнитные свойства могут быть в значительной степени восстановлены путем проведения повторного отжига.

Значительный интерес представляют кривые намагничивания электротехнических сталей, получаемые при действии переменного поля ($f = 50$ Гц) с одновременным наложением постоянного поля. На рис. 2.14 приведены кривые, полученные в этих условиях, для стали Э43.

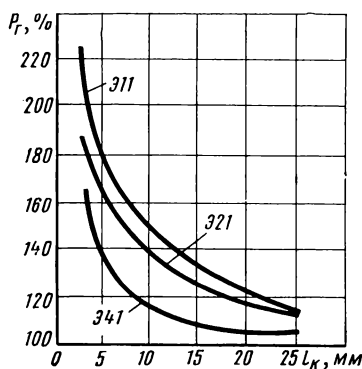


Рис. 2.13. Зависимость увеличения потерь на гистерезис при штамповке от ширины кольца

сборки сердечника пакет обжимается и стягивается и поэтому сталь оказывается под воздействием механических напряжений и т. п.

Во всех случаях наличие механических напряжений приводит к ухудшению магнитной проницаемости, особенно в слабых полях, и к увеличению удельных потерь.

Степень воздействия механических напряжений у каждой марки материала различна и определяется их величиной, отношением деформированной зоны к общей площади пластины и т. п.

На рис. 2.13 приведена зависимость увеличения потерь на гистерезис P_h при штамповке от ширины кольца L_k .

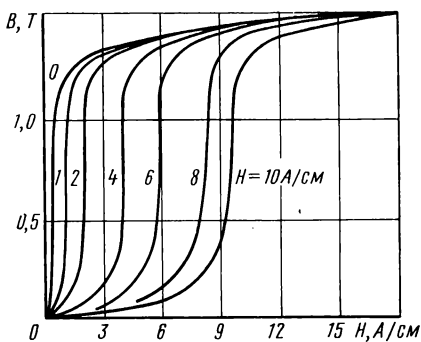


Рис. 2.14. Кривые намагничивания стали Э43 с толщиной листа 0,35 мм

§ 2.6. Пермаллой

Пермаллои представляют собой, как отмечалось, сплавы железа с никелем или железа с никелем и кобальтом, обычно легированные молибденом, хромом, медью, кремнием и другими элементами. Они обладают более высокими магнитными свойствами в слабых полях, чем электротехнические стали.

На рис. 2.15 представлены зависимости физических свойств железоникелевых сплавов от содержания никеля. Кривые показывают, что наибольшими значениями μ_{\max} и $\mu_{\text{нач}}$ обладает сплав с содержанием 78,5% Ni, получивший название классического пермаллоя.

Для этого сплава константы кристаллографической анизотропии K_1 и магнитострикции насыщения λ_s близки к нулю.

Как доказали Н. С. Акулов и затем Е. И. Кондорский, одновременное равенство нулю K_1 и λ_s является причиной особенно легкой намагничиваемости пермаллоев, что объясняется следующим образом.

Уменьшение магнитной кристаллографической анизотропии приводит к тому, что разница в работе, необходимой для намагничивания кристаллов в направлениях легкого или трудного намагничивания становится меньше. Уменьшение магнитострикции обуславливает снижение напряжений в кристаллической решетке, возникающих при изменении линейных размеров под действием намагничивающего поля, и, следовательно, облегчает процессы намагничивания.

Необходимо отметить, что при близких к нулю значениях K_1 и λ_s магнитные свойства материалов становятся очень чувствительными к внешним напряжениям, что в большинстве случаев нежелательно.

Магнитные свойства в значительной степени зависят также от химического состава и чистоты сплава. Наиболее сильное влияние оказывают такие примеси, как углерод, сера и кислород, не входящие в твердый раствор.

Высокие магнитные свойства у пермаллоя с содержанием 78,5% Ni вначале были получены в результате особой термической обработки (пермаллоевой), состоящей из двух этапов: нагрева до определенной температуры с последующей выдержкой и охлаждения с заданной скоростью.

Дальнейшие исследования показали, что двойную обра-

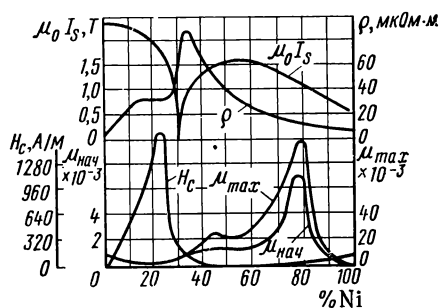


Рис. 2.15. Зависимость свойств железоникелевых сплавов от содержания никеля

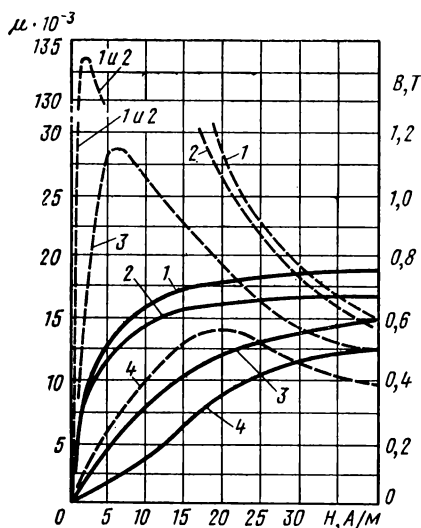


Рис. 2.16. Кривые намагничивания (сплошные линии) и магнитной проницаемости (пунктирные линии) в слабых полях для промышленных пермаллоев:

1 — сплав 79НМ, толщина листа 0,35 — 0,1 мм; 2 — сплав 80НХС, толщина листа 0,35—0,1 мм; 3 — сплав 50НХС, толщина листа 0,35 — 0,1 мм; 4 — сплав 50НХС, толщина листа 0,05 мм

ботку для классического пермаллоя можно заменить одинарной, заключающейся в высокотемпературном отжиге при 1300°C в чистом сухом водороде и длительном отпуске при $400\text{—}500^{\circ}\text{C}$.

Из рис. 2.16 видно, что второй максимум для начальной проницаемости наблюдается у сплавов с содержанием 40—50% Ni. Эти сплавы обычно называют низконикелевыми в отличие от высоконикелевых с содержанием 70—80% Ni.

На основании данных табл. 2.6, в которой приведены некоторые свойства высоконикелевого (78,5% Ni) и низконикелевого (50% Ni) нелегированных пермаллоев в постоянных магнитных полях, можно сделать следующие выводы.

Магнитная проницаемость у высоконикелевых пермаллоев в несколько раз больше, чем у низконикелевых, и в несколько десятков раз больше, чем у электротехнических сталей; без термической обработки проницаемость у пермаллоев меньше, чем у технически чистого железа.

Индукция насыщения высоконикелевых пермаллоев приблизительно в 2 раза меньше, чем у электротехнических сталей, и в 1,5 раза меньше, чем у низконикелевых.

Отсюда следует, что высоконикелевые пермаллои нецелесообразно применять в качестве материала для сердечников силовых трансформаторов и других устройств, для которых важно создание большого магнитного потока.

Удельное электрическое сопротивление у высоконикелевых пермаллоев в 2 раза меньше, чем у низконикелевых. Следовательно, в переменных магнитных полях, особенно при повышенных частотах, предпочтительнее использование низконикелевых пермаллоев.

Термическая обработка высоконикелевых пермаллоев сложнее обработки низконикелевых.

Кроме того, высоконикелевые пермаллои дороже низконикелевых из-за большого содержания никеля, а механические напряжения, чистота и состав сплава значительно сильнее влияют на маг-

нитные свойства высоконикелевых пермаллоев по сравнению с низконикелевыми.

Большой диапазон изменения магнитных свойств, указанных в табл. 2.6, объясняется плохой воспроизводимостью характеристик пермаллоя.

Для улучшения электромагнитных свойств обе группы пермаллоев обычно легируют различными элементами.

Легирование молибденом обуславливает значительное увеличение удельного электросопротивления, оказывает положительное влияние на величину начальной проницаемости и позволяет двойную термообработку заменить сравнительно простым отжигом. Кроме того, наличие молибдена уменьшает чувствительность к деформации. Отрицательное действие молибдена проявляется в уменьшении индукции насыщения. Действие хрома в значительной степени аналогично действию молибдена.

Медь способствует увеличению постоянства магнитной проницаемости при изменении напряженности поля, улучшает температурную стабильность, а также повышает электросопротивление. Сплавы с медью хорошо поддаются механической обработке.

Для легирования пермаллоев применяют и некоторые другие элементы.

Создание стандарта на промышленные марки пермаллоев связано с большими трудностями, что объясняется плохой воспроизводимостью характеристик. Стандарт можно создавать лишь при высокой культуре производства сплавов.

В СССР принят ГОСТ 10160—62 «Сплавы железоникелевые с высокой магнитной проницаемостью», который распространяется на девять марок сплавов, разделенных на четыре группы:

1) 45Н, 50Н — нелегированные низконикелевые пермаллои с содержанием 45% Ni и 50% Ni соответственно;

2) 50НП, 65НП, 34НКМП — сплавы, обладающие кристаллографической или магнитной текстурой и прямоугольной петлей гистерезиса (свойства этих сплавов рассмотрены в § 2.20);

Таблица 2.6

Свойства нелегированных высоконикелевого и низконикелевого пермаллоев

Ni, %	$\mu_{нач}$	μ_{max}	H_c , А/м	B_s , Т	ρ , мкОм·м	Термическая обработка
50	2 000—3 200	50 000—60 000	6	1,55	0,5	Отжиг 1000—1200 °С
78,5	7 000—14 000	100 000—200 000	2	1,05	0,25	Двойная (пермаллоевая)

Таблица 2.7

Режимы термической обработки железоникелевых сплавов (пермаллоев), рекомендуемые ГОСТ 10160—62

Марка сплава	Среда отжига	Температура нагрева, °С, со скоростью 400—500 град/ч	Время выдержки при температуре нагрева в зависимости от размера и веса садки, ч	Режим охлаждения
45Н, 50Н, 79НМ	Вакуум	1100—1250	3—6	До 600 °С со скоростью 100—200 град/ч; с 600 до 200 °С плавное со скоростью не более 400 град/ч
50НХС, 80НХС	»	1100—1150	3—6	До 400 °С со скоростью 100 град/ч, далее на воздухе
76НХД	»	1100—1150	3—6	До 500 °С со скоростью 50 град/ч, до 300 °С со скоростью 10 град/ч, затем со скоростью не более 400 град/ч

Примечания: 1. Отожженные образцы и изделия должны быть светлыми, чистыми, свободными от окислов, темных пятен и цветов побежалости. Не допускается спекание пластин или витков в процессе отжига.

2. Отожженные изделия, детали или ленточные сердечники не должны подвергаться в процессе сборки ударам, изгибам, рихтовке, шлифовке, а также чрезмерной затяжке или сдавливаемости обмоткой.

3. Отожженные изделия или образцы для магнитных измерений осторожно снимают с оправок, закладывают в защитные каркасы и направляют на сборку или магнитные испытания.

3) 50НХС — низконикелевый пермаллой с содержанием 50% Ni, легированный хромом и кремнием;

4) 79НМ, 80НХС, 76НХД — высоконикелевые пермаллои (79% Ni, 80% Ni и 76% Ni), легированные соответственно молибденом (3,8—4,1%), хромом и кремнием, хромом и медью (4,80—5,20%).

Все сплавы содержат в небольших количествах марганец (0,30—0,60%) и кремний (0,15—0,30%) *.

Сплавы изготавливают в виде холоднокатаных лент толщиной 0,02—2,5 мм, горячекатаных листов, горячекатаных и кованых прутков. Ширина лент в зависимости от толщины для самых тонких составляет 30—100 мм, для самых толстых — 100—250 мм.

Листы, ленты и прутки поставляют в термически необработанном виде.

Режимы окончательной термической обработки (после изготовления изделий) приведены в табл. 2.7.

* Для 80НХС кремний содержится в количестве 1,10—1,50%.

Т а б л и ц а 2.8

Свойства железоникелевых сплавов (пермаллоев) после термической обработки
(по данным ГОСТ 10160—62)

Марка сплава	Вид продукции	Толщина или диаметр, мм	$\mu_{\text{нач}}$	μ_{max}	H_c , А/м, не бо- лее	$B_{\frac{1}{2}}$	ρ , мкОм · м			
			не менее			не менее				
45Н	Холоднокатаные ленты	0,02—0,04	1 700	16 000	32	1,5	0,45			
		0,05—0,08	1 800	18 000	24					
		0,10—0,18	2 000	20 000	24					
		0,20—0,30	2 500	23 000	20					
		0,35—2,50	2 800	25 000	16					
	Горячекатаные листы	3—22	2 000	18 000	24					
Прутки	8—10	2 000	18 000	24						
50Н	Холоднокатаные ленты	0,02—0,04	1 800	20 000	24	1,5	0,45			
		0,05—0,08	2 000	20 000	20					
		0,10—0,18	2 300	25 000	16					
		0,20—0,30	2 600	30 000	12					
		0,35—0,50	3 000	35 000	10					
		0,55—1,0	3 000	30 000	12					
	Горячекатаные листы	1,1—2,5	2 800	25 000	13					
		3—22	2 500	20 000	24					
		Прутки	8—100	2 500	20 000			24		
50Н-У *	Холоднокатаные ленты	0,10—0,18	3 000	30 000	14	1,5	0,45			
		0,20—0,30	3 500	35 000	12					
		0,35—0,50	4 000	45 000	10					
		0,55—1,0	4 000	40 000	10					
		1,1—2,5	3 000	35 000	12					
50НХС	Холоднокатаные ленты	0,02—0,04	1 500	15 000	20	1,0	0,90			
		0,05—0,08	2 000	20 000	16					
		0,10—0,18	2 500	25 000	13					
		0,20—0,30	3 000	28 000	10					
		0,35—0,50	3 200	30 000	8					
		0,55—1,0	3 000	20 000	10					
79НМ	Холоднокатаные ленты	0,02—0,04	16 000	70 000	4,0	0,75	0,55			
		0,05—0,08	16 000	90 000	3,2					
		0,10—0,18	20 000	120 000	2,4					
		0,20—0,30	22 000	130 000	1,6					
		0,35—1,0	25 000	150 000	1,6					
		1,1—2,5	22 000	130 000	1,6					
	Горячекатаные листы	3—22	20 000	80 000	3,2					
		Прутки	8—10	20 000	80 000			3,2		

Продолжение табл. 2.8

Марка сплава	Вид продукции	Толщина или диаметр, мм	$\mu_{нач}$	μ_{max}	H_c , А/м, не более	$B_{\frac{1}{2}}$	ρ , мкОм · м	
			не менее			не менее		
79НМ-У	Холоднокатаные ленты	0,02—0,04	20 000	100 000	2,4	0,75	0,55	
		0,05—0,08	20 000	120 000	1,6			
		0,10—0,18	22 000	150 000	1,2			
		0,20—0,30	25 000	180 000	1,2			
		0,35—1,0	30 000	220 000	1,0			
		1,1—2,5	25 000	180 000	1,2			
80НХС	Холоднокатаные ленты	0,02—0,04	18 000	70 000	4,0	0,65	0,62	
		0,05—0,08	20 000	90 000	3,2			
		0,10—0,18	22 000	120 000	2,4			
		0,20—0,30	28 000	130 000	1,6			
		0,35—0,50	35 000	150 000	1,2			
		0,55—1,0	30 000	170 000	1,0			
	Горячекатаные ленты	1,1—2,5	25 000	150 000	1,2			
		3—22	20 000	70 000	3,2			
		Прутки	8—100	20 000	70 000			3,2
76НХД	Холоднокатаные ленты	0,02—0,04	10 000	50 000	5,2	0,75	0,57	
		0,05—0,08	13 000	100 000	2,4			
		0,10—0,18	15 000	120 000	2,0			
		0,20—0,30	18 000	150 000	1,6			

Примечание. Свойства сплавов марок 50НП, 65НП, НКМП приведены в § 2.20.

* Сплавы с улучшенными свойствами обозначают дополнительно буквой «У».

Статические магнитные свойства сплавов после конечной термической обработки должны соответствовать данным табл. 2.8, на основе которых можно следующим образом охарактеризовать различные марки сплавов.

Сплав 45Н обладает повышенной магнитной проницаемостью и наивысшим значением индукции насыщения по сравнению со всей группой железоникелевых сплавов (1,5 Т). Стандарт рекомендует применять этот сплав для сердечников междуламповых и малогабаритных силовых трансформаторов, дросселей, реле и деталей магнитных цепей, работающих при повышенных индукциях без подмагничивания или с небольшим подмагничиванием.

Сплав 50Н в отличие от сплава 45Н имеет еще более повышенные магнитные свойства и несколько большую стоимость.

Сплав 50НХС обладает повышенной магнитной проницаемостью и высоким удельным электросопротивлением. Он рекомендуется для

сердечников импульсных трансформаторов и аппаратуры связи звуковых и высоких частот, работающих без подмагничивания или с небольшим подмагничиванием.

Сплавы 79НМ, 80НХС, 76НХД имеют высокую проницаемость в слабых полях. Сплав 76НХД обладает повышенной температурной стабильностью в интервале $-60 \div +60^\circ \text{C}$.

Эта группа сплавов рекомендуется для сердечников малогабаритных трансформаторов, реле и магнитных экранов; при толщине 0,02 мм — для сердечников импульсных трансформаторов, магнитных усилителей и бесконтактных реле.

Лента холоднокатаная из сплава 79НМ толщиной 0,2 и 0,35 мм поставляется с Государственным знаком качества по ГОСТ 5.1164—71.

Кроме рассмотренных марок пермаллоев, выпускаемых в соответствии с ГОСТами, применяют и другие марки, выпускаемые по различным ТУ. Рассмотрим некоторые из них *.

Сплав 80НМ (ЧМТУ1-842—69) обладает высокими значениями магнитной проницаемости. Для холоднокатаной ленты из этого сплава толщиной 0,35 мм $\mu_{\text{нач}} = 100\,000$, $\mu_{\text{max}} = 300\,000$.

Сплав 77НМД (ЧМТУ1-842—69) имеет пониженное отношение максимальной проницаемости к начальной.

В сплавах *83НФ* (ЧМТУ/НИИЧМ 1511—71) и *81НМТ* (ТУ14-222-7—71) существенно снижена характерная для пермаллоев высокая чувствительность к механическим воздействиям. Сплав *83НФ*, кроме того, имеет малый коэффициент амплитудной нестабильности проницаемости в переменном поле, а сплав *81НМТ* обладает повышенной износостойкостью, являясь одним из наиболее перспективных материалов для головок магнитной записи.

В сплаве *78Н* (ЧМТУ 5329—55 и дополнение 1—56) сочетаются высокая магнитная проницаемость с низким электрическим сопротивлением ($\rho = 0,16 \text{ мОм} \cdot \text{м}$).

Сплав 33НКМС (ЧМТУ1-902—70), железоникелькобальтовый, обладает высокой индукцией насыщения, повышенными удельным электрическим сопротивлением и магнитной проницаемостью. Он поставляется с гарантируемыми магнитными свойствами в переменных полях. Основные характеристики этого сплава: $\rho = 0,7 \text{ мОм} \cdot \text{м}$; $H = 25 \text{ А/см}$, $B = 1,3 \text{ Т}$ (не менее), удельные потери при частоте $f = 2400 \text{ Гц}$ и индукции $B = 1,0 \text{ Т}$ не более 22 Вт/кг.

Супермаллой имеет следующий состав: около 79% Ni, 5% Mo, 15% Fe и 0,5% Mn. В процессе производства супермаллой тщательно очищают от примесей, плавку ведут в индукционной печи в вакууме, разливку производят в атмосфере азота или гелия. Термообработка состоит из отжига при 1300°C в атмосфере чистого

* В скобках указаны ТУ, в соответствии с которыми выпускается данная марка.

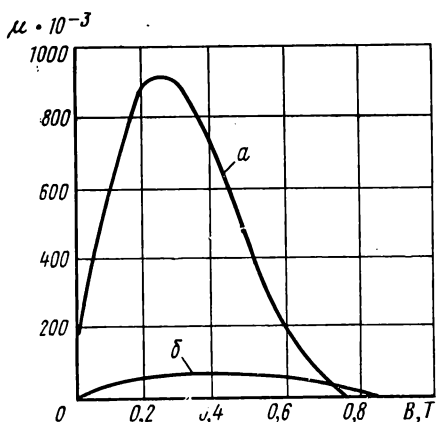


Рис. 2.17. Кривые проницаемости листового супермаллоя толщиной 0,35 мм (а) и пермаллоя 79НМ (б)

водорода и охлаждения с определенной скоростью, которая обеспечивает получение наилучших магнитных свойств.

Отношение значений проницаемости супермаллоя и пермаллоя 79НМ составляет 5—10 в полях при $B = 0,4—0,5$ Т. При индукции $B = 0,7—0,8$ Т проницаемость супермаллоя резко понижается и становится меньше, чем проницаемость молибденового пермаллоя или железа. Магнитные свойства супермаллоя (средние данные): $\mu_{нач} = 100\ 000$; $\mu_{max} = 600\ 000—1\ 500\ 000$; $H_c = 0,3$ А/м; $B_s = 0,79$ Т.

На рис. 2.16 приведены кривые намагничивания и

магнитной проницаемости некоторых марок пермаллоя, на рис. 2.17 — кривые проницаемости листового супермаллоя и пермаллоя 79НМ.

Рассмотренные ранее магнитные свойства пермаллоев относятся к постоянным магнитным полям.

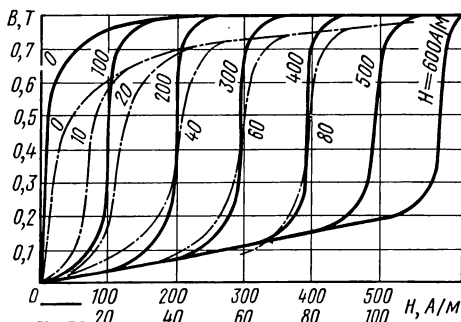
Часто пермаллои применяют в переменных магнитных полях и в сложных случаях намагничивания: импульсном, при одновременном действии постоянного и переменного полей и т. п. Электромагнитные свойства при этом существенно зависят от толщины пластин, удельного электросопротивления, частоты, однородности материала и других причин. Так, например, с увеличением частоты магнитная проницаемость падает и тем скорее, чем выше было ее значение в постоянном поле. Чем больше частота, тем целесообразнее применять низконикелевые пермаллои тонкого проката.

На рис. 2.18 приведены кривые намагничивания пермаллоя 80НХС при одновременном действии переменного (при $f = 50$ Гц) и постоянного полей.

Недостатками пермаллоев являются их относительно высокая стоимость, дефицитность отдельных компонентов (прежде всего никеля), необходимость проведения сложного отжига после механической обработки и большая зависимость магнитных свойств от механических воздействий, что требует специальных мер защиты [2.6].

При попытке найти заменители пермаллоев, свободные от указанных недостатков, были получены сплавы железо-алюминий без третьего или с третьим компонентом.

Рис. 2.18. Кривые намагничивания пермаллоя 80НХС



Тройным сплавом такого рода является а л ь с и ф е р, состоящий из алюминия, кремния и железа. Альсифер получают как литой, нековкий материал, с высокими твердостью и хрупкостью. Сплав оптимального состава (9,6% Si и 5,4% Al) обладает следующими свойствами: $\mu_{\text{нач}} = 35\,400$; $\mu_{\text{max}} = 117\,000$; $H_c = 1,76\text{ А/м}$, т. е. не уступает пермаллоям. Однако максимум магнитных свойств альсифера соответствует очень точному соблюдению состава, что можно обеспечить только для лабораторных образцов. Промышленный альсифер имеет средние значения начальной проницаемости $\mu_{\text{нач}} = 6000 - 7000$ (после отжига), т. е. значительно более низкие, чем оптимальное. Вследствие хрупкости альсифера толщина стенок должна быть не менее 1—2 мм, а это ввиду малого электрического сопротивления изделия полностью исключает возможность использования отливок из альсифера в цепях переменного тока даже при частоте 50 Гц. Альсифер благодаря хорошей размольности применяют главным образом в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков (см. § 2.10).

К двойным сплавам алюминий-железо относятся, например, а л ь ф е н о л (16% Al) и т е р м е н о л (16% Al, 3% Mo). По магнитным свойствам они не уступают низконикелевым пермаллоям и даже в некотором роде превосходят их, но высокое содержание алюминия обуславливает значительные технологические трудности из-за хрупкости сплавов.

Альфенол удастся изготавливать в виде лент толщиной до 0,1 мм, что позволяет использовать его, например, в магнитных головках для звукозаписи, где важна высокая устойчивость материала к истиранию.

Из отечественных материалов к этой группе относится сплав 16ЮХ, который отличается от альфенола тем, что содержит хром, улучшающий пластичность. Для 16ЮХ $\mu_{\text{нач}} = 15\,000$, $\mu_{\text{max}} = 140\,000$, удельное сопротивление в три раза больше, чем у молибденового пермаллоя.

§ 2.7. Некоторые технологические вопросы, связанные с применением электротехнических сталей и пермаллоев

Листы и ленты из электротехнических сталей и пермаллоев являются полуфабрикатами, предназначенными для изготовления магнитопроводов. Основные технологические операции при этом — резка ленты или штамповка пластин, электроизоляция между витками или пластинами, навивка сердечников или сборка пакетов.

Во всех случаях после механической обработки пермаллоем обязательно подвергают отжигу. Для электротехнических сталей отжиг также желателен, особенно если требуется получить высокие значения проницаемости в слабых и в средних полях.

Рассмотрим основные вопросы технологии производства ленточных и шихтованных (собираемых из пластин) сердечников.

Ленточные сердечники изготавливают из ленты толщиной 0,02—0,35 мм, нарезанной из рулона пермаллоя или текстурованной электротехнической стали. Ленту навивают в спираль, изолируя витки тонким слоем изоляционного покрытия. Далее производят термическую обработку и укладку сердечников в защитные каркасы (рис. 2.19) из пластмассы или алюминия для защиты от механических нагрузок, которые могут возникнуть, например, при наложении обмоток, а также от ударов, вибраций и пр. Пространство между сердечником и стенками каркаса заполняют эластичными смазками.

На рис. 2.4 показаны различные типы ленточных сердечников. Нерезные (сплошные) сердечники обладают более высокими магнитными свойствами и дешевле, чем разрезные. При самой тщательной шлифовке торцов индукция в разрезных сердечниках на 20—30% ниже, чем в сплошных. Однако выполнение обмоток значительно сложнее и дороже у сплошных сердечников.

Разрезные сердечники изготавливают или из сплошных, разрезая их, или методом гибки и прессования. Последний метод состоит в том, что из ленты нарезают различной длины пластины, которые подвергают далее гибке и опрессовке по форме сердечника. Первый метод применяют чаще.

Для навивки ленточных сердечников используют специальные установки. Неотожженную ленту предварительно разрезают специальными роликовыми ножами на необходимую ширину (высоту сердечника). Установка для навивки выполняет следующие операции: снимает заусенцы с краев ленты, обезжиривает и протирает

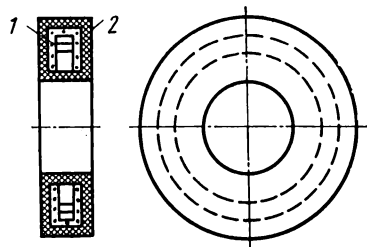


Рис. 2.19. Кольцевой пермаллоевый сердечник (1) в защитном каркасе (2)

ленту, наносит изоляционное покрытие и навивает сердечник необходимых размеров. Концы ленты закрепляют, например, точечной сваркой.

Одним из важных вопросов изготовления витых сердечников является выбор необходимого натяга ленты в процессе навивки. Чрезмерное увеличение натяга вызывает ухудшение магнитных свойств и уменьшение электрического сопротивления. Слабый натяг не обеспечивает высокий коэффициент заполнения и снижает механическую прочность сердечника.

После навивки сердечник поступает на отжиг. Применяют в основном три вида отжига: в контейнерах (защитных ящиках), в водороде и в вакууме.

Отжиг в контейнерах технологически наиболее простой. При таком отжиге изделия загружают в ящик, сваренный из листов жароупорной стали толщиной 4—6 мм. Свободное пространство заполняют чистым кварцевым песком или тонко размолотым асбестом. Ящик имеет две крышки, промежуток между которыми заполняют чугунной стружкой или стружкой из технически чистого железа для предотвращения окисления деталей. Ящик герметизируют жароупорной глиной.

Режим отжига зависит от марки материала и формы изделий и каждый раз должен подбираться опытным путем. Для электротехнических сталей ориентировочно можно рекомендовать следующий режим: нагрев до 720—780° С, выдержку при этой температуре в течение 1—1,5 ч, охлаждение до 200—250° С со скоростью около 50° в час. После этого изделия могут быть вынуты из ящика.

Регулируя величину заполнения свободного пространства в ящике, получают изделия с различной толщиной оксидной пленки, которую можно использовать в качестве электрической изоляции между пластинами.

Для пермаллоев отжиг в контейнере не может обеспечить высокие магнитные свойства.

Отжиг в водороде технологически наиболее дорогой и сложный. Он требует специальной печи и установки для очистки и осушки технического водорода. Известно также, что водород является взрывоопасным. Поэтому его применяют сравнительно редко.

Отжиг в вакууме проще, чем отжиг в водороде, и находит широкое применение. Его производят в контейнерах при вакууме 10^{-2} — 10^{-4} мм рт. ст.

Качество материала зависит от степени разряжения при отжиге. Например, содержание водорода в сплаве 79НМ после отжига при температуре 1100° С с повышением степени вакуумирования от 10^{-2} до 10^{-3} мм рт. ст. уменьшается более чем в три раза.

Режим отжига — температура и скорость нагрева, время выдержки при температуре нагрева и режим охлаждения зависят от марки сплава, размеров и формы изделий. Меняя режим отжига, можно существенно влиять на те или иные магнитные характери-

стики материала, добиваясь, например, наибольших значений начальной или максимальной проницаемости и т. п. Режим отжига, после которого параметры образцов определенной формы и размеров (см. гл. 3) удовлетворяют требованиям ГОСТа, указываются в соответствующих стандартах (см., например, табл. 2.7).

Характер увеличения температуры существенного влияния на качество отжига не оказывает. Повышение температуры сверх определенной величины хотя и способствует дальнейшей дегазации, но приводит к ухудшению магнитных свойств. Предполагают, что это происходит вследствие изменения химического состава за счет улетучивания никеля. Время выдержки при максимальной температуре имеет оптимальное значение, отклонение от которого вызывает ухудшение магнитных свойств.

Так как скорость охлаждения существенно влияет на магнитные свойства, для ее регулирования применяют охлаждение с печью, в контейнере на воздухе, в контейнере в воде и другие методы.

В некоторых случаях магнитные свойства повышаются в результате использования при отжиге активных покрытий, способствующих удалению из материала углерода, серы и т. п. Наибольший эффект при этом дает углекислый барий.

Результаты отжига улучшаются также за счет припудривания изделий неактивными покрытиями (MgO , Al_2O_3 и др.), которые облегчают удаление газообразных продуктов рафинировки.

Шихтованные сердечники изготавливают обычно из изотропных магнитных материалов — горячекатаных или малотекстурованных сталей, а также из пермаллоев.

Штамповку пластин осуществляют на прессах. При этом происходит значительное ухудшение магнитных свойств на расстоянии 0,5—4,0 мм от контура пластины. Степень ухудшения зависит от многих причин: свойств материала, толщины листа, зазора между матрицей и пуансоном и т. п. Чем меньше по размерам и ажурнее пластина, тем значительнее потери магнитных свойств и, следовательно, тем более необходим отжиг для снятия напряжений.

При вырубке пластины возможно образование заусенцев, которые снимают абразивным кругом.

Качество сердечника в значительной степени определяется величиной коэффициента заполнения. Практически коэффициент заполнения изменяется от 0,8 до 0,97. Он будет тем выше, чем ровнее поверхность пластин, меньше их изогнутость, тоньше слой изоляции и больше сжатие пакета. Для уменьшения изогнутости пластин после штамповки и снятия заусенцев часто подвергают рихтовке, после чего они поступают на отжиг.

Если отжиг производится в закрытых контейнерах, а не в вакууме или в водороде и сопровождается образованием пленки окиси, то при пониженных требованиях к сопротивлению изоляции дополнительного покрытия поверхности пластины изоляционным слоем не требуется. В противном случае на пластины наносят слой

изоляции химическим способом (например, фосфатную пленку) или путем покрытия поверхности нитролаком. Толщина пленки обычно не превышает 5—15 мкм.

Далее пластины поступают на сборку. Собранный пакет должен обеспечить наивысший коэффициент заполнения без нарушения изоляции и снижения магнитных свойств.

§ 2.8. Технология производства ферритов

Ферриты можно изготовить различными способами. Однако промышленностью освоена пока только керамическая технология. В зависимости от получения смеси окислов различают следующие методы: *смешения окислов, термического разложения солей, совместного осаждения гидроокисей или углекислых солей и комбинированный.*

Наиболее простым является метод смешения окислов (рис. 2.20, а), в котором в качестве исходных материалов используют окислы соответствующих металлов.

После анализа исходных материалов на количество примесей, влажность и процентное содержание в них окислов для заданного состава феррита производят расчет составляющих шихты в весовых процентах.

Сырье взвешивают и подвергают первому помолу в шаровых или вибромельницах, в которых сырье размельчается и тщательно перемешивается до получения однородной массы.

Далее после сушки и брикетирования (или гранулирования) осуществляют предварительный обжиг при температуре на несколько сот градусов ниже температуры окончательного обжига. В результате получается полуспекшаяся масса с частичным или полным образованием феррита. Предварительный обжиг требуется также для уменьшения усадки изделия после формовки.

Второй помол должен обеспечить получение еще более измельченной и однородной массы, чем первый. Далее порошок непосредственно используют для получения изделий.

Формование изделий из ферритов производят прессованием в стальных формах, выдавливанием стержней, трубок через мунштук и значительно реже вытягиванием из спрессованных сырых заготовок. Прогрессивным является метод горячего литья под давлением, который применяют прежде всего для изготовления изделий малых размеров.

Во всех случаях для улучшения прессуемости в порошок вводят пластифицирующие вещества. При прессовании изделий для этой цели наиболее широко применяют восьми- или десятипроцентный раствор поливинилового спирта. При протяжке изделий через мунштук хорошими свойствами обладает ферритовый порошок, содержащий 10—12% нефтяного парафина и 2—3% пчелиного воска. После

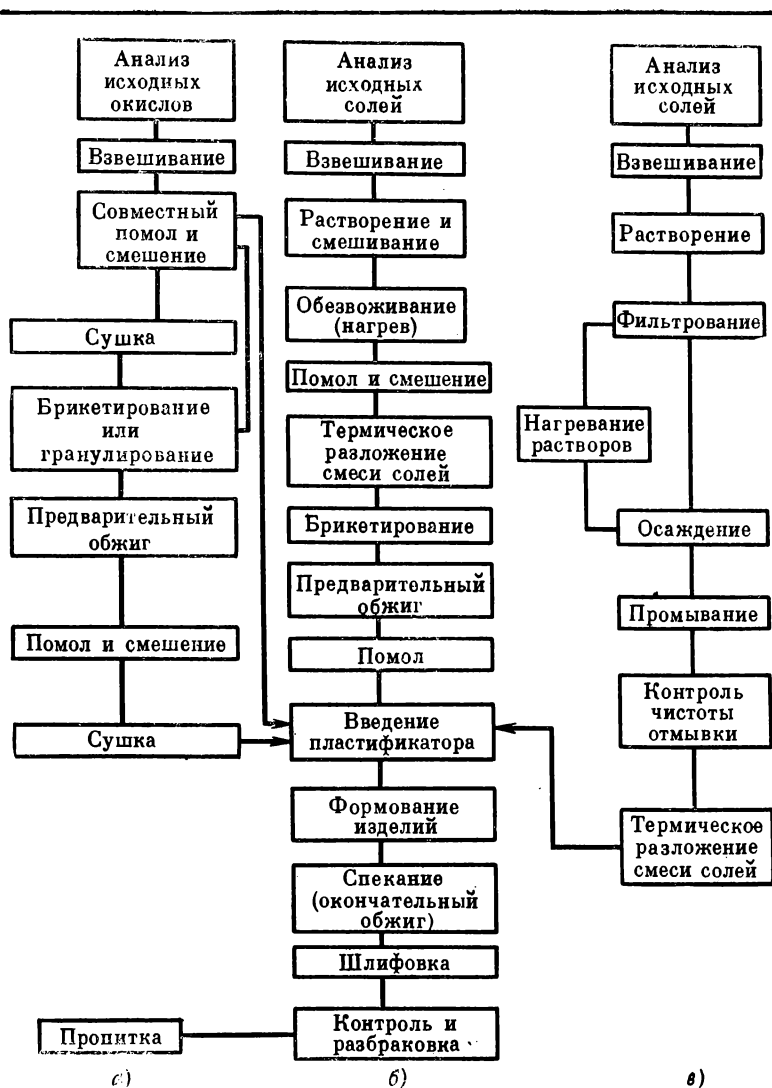


Рис. 2.20. Схема технологического процесса изготовления ферритов различными методами

введения пластификатора масса тщательно перемешивается и поступает на формовку.

Формование изделий осуществляют с помощью гидравлических автоматических или полуавтоматических прессов при давлении до 200 МПа (2 Т/см²), а в случае применения в качестве пластификатора

парафина — до 300 МПа (3 Т/см²). Протяжку изделий в виде стержней и трубок производят на мундштучных прессах путем выдавливания пластичной ферритовой массы под воздействием поршня через мундштук. Горячее литье осуществляют на литейных машинах при температуре 70—90° С.

Для получения у ферритов плотности, близкой к теоретической (например, у материалов для сердечников магнитных головок, что соответствует высокой механической износостойчивости), применяют способ горячего прессования, который состоит в следующем. Вначале способом обычного (холодного) прессования изготавливают заготовки, например, в виде таблеток диаметром 30—70 мм и высотой 6—12 мм. Далее эти заготовки помещают в жаропрочные формы из карбида кремния, которые изолируют от стенок, засыпая глинозем. Пресс-форму с таблеткой помещают в печь, где производится спекание по температурному режиму, не отличающемуся от описанного ранее. Особенность состоит в том, что при температуре 1100—1300° С в течение 15—20 мин на заготовку через верхний пуансон прикладывается давление 10—30 МПа. В дальнейшем из заготовок механической обработкой получают изделия нужной конфигурации.

Заключительной технологической операцией, от которой в значительной степени зависит качество ферритовых изделий, является окончательный обжиг, в результате чего происходит спекание (образование черепка) и заканчивается процесс ферритизации.

Несмотря на кажущуюся простоту рассмотренного технологического процесса, в производстве ферритов встречаются большие трудности.

Одним из основных недостатков ферритов является плохая воспроизводимость свойств. Метод смешения окислов не позволяет устранить этот недостаток, что объясняется следующим образом.

Окислы в зависимости от способа их получения и внутреннего строения обладают различной *активностью*, т. е. способностью вступать в химические соединения. Чем выше активность, тем легче и полнее происходит процесс ферритизации.

Например, опытным путем было установлено, что закись никеля, полученная прокаливанием углекислого никеля при температуре 700° С, лучше ферритизуется, чем закись никеля, полученная прокаливанием при более высокой температуре.

Большое влияние на активность окислов оказывают также примеси и степень измельчения частиц.

Практически при массовом производстве ферритов по методу смешения окислов из каждой партии сырья предварительно изготавливают пробную партию изделий, и только в том случае, если свойства этих изделий соответствуют техническим условиям, сырье используют в производстве.

При использовании метода термического разложения солей (рис. 2.20, б) обеспечивается контроль процесса образования окислов.

Исходными материалами в данном случае являются не окислы, а сернистые и другие соли соответствующих металлов, содержащие кристаллизационную воду.

Соли смешивают в необходимой пропорции и нагревают до 300° С. При этом происходит расплавление солей в кристаллизационной воде и их молекулярное перемешивание, в результате которого увеличивается активность массы, что позволяет значительно снизить требования к качеству помола.

Полученную после выпаривания воды твердую массу размалывают и далее нагревают до 935° С под вытяжкой.

При прокаливании происходит термическое разложение солей на окислы и газы. Исследования показали, что уже на этой стадии возникает частичное образование феррита.

Дальнейшее изготовление феррита совпадает с методом смешения окислов.

Метод термического разложения солей дает улучшенную воспроизводительность свойств ферритов и позволяет получать магнитномягкие ферриты, имеющие значительно более высокую начальную магнитную проницаемость, чем при изготовлении первым методом.

Недостатками метода термического разложения солей являются:

- 1) усложненный технологический процесс;
- 2) образование отходов, составляющих по весу приблизительно две трети от общего количества сырья;
- 3) необходимость утилизации отходов, в большинстве случаев являющихся вредными и загрязняющими воздушный бассейн (сернистые и другие газы).

При использовании метода совместного осаждения гидроокисей или углекислых солей (рис. 2.20, в) исходными материалами также являются соли, но технологический процесс на первом этапе отличается от метода термического разложения солей и заключается в следующем. Соли растворяют в дистиллированной воде и в раствор добавляют осадитель (соду, гидрат окиси натрия, аммиак и др.). В результате происходит совместное осаждение гидрата окисей или углекислых солей.

Осадок тщательно промывают дистиллированной водой и далее обрабатывают по методу термического разложения солей. Многократная промывка способствует удалению растворимых примесей, что повышает чистоту смеси окислов и увеличивает активность. Это является преимуществом метода.

Однако он обладает всеми недостатками, присущими методу термического разложения солей, и, кроме того, еще большей сложностью, потерями неопределенного количества материала при промывке, а также опасностью появления примесей в виде некоторого количества растворимых солей, адсорбированных осадком.

При хорошо отработанной и точно соблюдаемой технологии метод совместного осаждения гидроокисей позволяет получать фер-

риты с самыми высокими воспроизводимостью свойств и однородностью массы.

Для комбинированного метода одни составляющие получают методом смешения окислов, другие — методом совместного осаждения гидроокисей или углекислых солей. Такой подход к выбору исходных материалов объясняется тем, что, например, на свойства никельцинкового феррита качество (активность) ZnO влияет мало, а Fe_2O_3 или NiO влияет очень сильно. Поэтому целесообразно использовать в качестве сырья окись цинка и соли железа или никеля.

Отличительная особенность производства марганеццинковых ферритов состоит в том, что при охлаждении ферритов в среде воздуха при атмосферном давлении марганец имеет тенденцию к окислению до более высоких степеней, чем MnO , что приводит к резкому снижению магнитных свойств.

Для получения марганеццинковых ферритов с высокой магнитной проницаемостью изделия должны спекаться в контролируемой газовой среде, что можно осуществить двумя способами:

- 1) путем изменения давления воздуха в печи в зависимости от температуры по определенной программе;

- 2) применением в печи среды, состоящей из смеси азота с кислородом, при изменяющемся парциальном давлении кислорода в зависимости от температуры и неизменном (немного более атмосферного) общем давлении этой смеси.

Предварительный обжиг и спекание марганеццинковых ферритов требует более высоких температур, чем для никельцинковых.

Изделия из марганеццинковых ферритов, предназначенных для работы в слабых полях, подвергают искусственному старению, которое состоит в выдержке при $t = 150^\circ C$ в течение 48 ч.

Отметим некоторые особенности технологии производства прокатанных ферритовых пленок, которые используют в микроминиатюрных индуктивных элементах, элементах техники СВЧ и особенно широко в вычислительной технике в виде пленок ферритов с ППГ (в качестве кольцевых микросердечников с наружным диаметром до 0,3 мм и интегральных магнитных элементов типа «слоистый феррит»).

Технология получения ферритовых пленок толщиной 10—300 мкм состоит в следующем.

Ферритовый порошок после предварительного обжига смешивают со специально подобранным пластификатором, содержащим раствор синтетического каучука и эпоксидную смолу. Полученную пластическую массу многократно пропускают через вальцы с постепенно суживающимся зазором и превращают в ровную гибкую ленту требуемой толщины. Далее из ленты вырезают или выштамповывают изделия нужной конфигурации, которые затем подвергают контролируемому спеканию. Свойства прокатанных пленок соответствуют свойствам объемных ферритов.

Ферриты отличаются высокой твердостью и хрупкостью.

Механическую обработку ферритов наиболее успешно можно производить с помощью абразивных инструментов из синтетических алмазов. Этими инструментами можно выполнять все виды операций — резку, плоское шлифование, круглое наружное и внутреннее шлифование и др. Эффективность применения алмазного инструмента зависит от правильности выбора его характеристик, т. е. связи рабочего слоя, зернистости и концентрации алмазов. Важным условием успешной механической обработки является достаточное охлаждение в зоне резания, куда подается 1,5—2%-ный водный раствор кальцинированной соды.

При шлифовании и резке ферритовых деталей их укрепляют (приклеивают) на державки с помощью мастики, состоящей из $\frac{5}{6}$ вес. ч. парафина и $\frac{1}{6}$ ч. канифоли. Применяют также крепление на магнитном столе стальными планками и в зажимных приспособлениях.

Пробивку отверстий в ферритовых деталях можно осуществлять ультразвуковым методом.

Принцип ультразвуковой обработки состоит в скалывании частиц обрабатываемого материала ударами абразивных зерен, движение которым сообщается колеблющимся с ультразвуковой частотой торцом инструмента.

Ультразвук позволяет также производить пайку ферритов между собой и с металлом (латунью, медью, алюминием и др.).

В ряде случаев ферритовые детали склеивают полистироловым, эпоксидным и некоторыми другими клеями.

§ 2.9. Свойства магнитномягких ферритов

Магнитномягкие ферриты используют для изготовления сердечников различных трансформаторов, катушек индуктивности, фильтров, контуров, магнитных антенн, статоров и роторов высокочастотных моторчиков, деталей отклоняющих систем телевизионной аппаратуры и т. п. Все это относится к высокочастотной и импульсной технике. В постоянных полях и полях промышленной частоты магнитномягкие ферриты не применяют.

В качестве магнитномягких ферритов применяют никельцинковые и марганеццинковые, а также, особенно в области высоких частот, литийцинковые, свинцовоникелевые и некоторые другие.

Несмотря на то, что ферриты являются высокочастотными магнитными материалами, в нормалях указывают и их статические характеристики.

Ферриты по сравнению с металлическими магнитными материалами обладают низкой индукцией насыщения, поэтому в сильных полях применять их невыгодно. Однако в переменных полях высокой частоты ферриты благодаря отсутствию размагничивающего действия

вихревых токов могут иметь более высокую индукцию, чем металлические материалы.

Для ферритов, используемых в переменных полях, обычно кроме начальной магнитной проницаемости, измеренной при высокой частоте (см. § 3.5), указывают тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ (или относительный тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_{\text{нач}}$), критическую частоту $f_{\text{кр}}$, относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости α_μ , относительный коэффициент дезаккомодации (спада) начальной магнитной проницаемости DF , обратимую магнитную проницаемость $\mu_{\text{обр}}$ при заданных условиях, коэффициент перестройки частоты K_f и некоторые другие параметры.

Большой интерес представляют также зависимости тангенса угла потерь и проницаемости от частоты и от амплитуды переменного поля, зависимость обратимой проницаемости от напряженности подмагничивающего поля и различные температурные зависимости.

Тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ характеризует потери в магнитном материале и может быть подсчитан как отношение мнимой части комплексной проницаемости к ее вещественной части:

$$\operatorname{tg} \delta = \mu'' / \mu'. \quad (2.1)$$

Для ограниченного диапазона частот в слабых полях (области Релея) при значении $\operatorname{tg} \delta \ll 1$ зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от напряженности поля и частоты имеет следующий вид:

$$\operatorname{tg} \delta = \delta_v f + \delta_r H + \delta_d, \quad (2.2)$$

где δ_v , δ_r , δ_d — коэффициенты потерь соответственно на вихревые токи, отнесенные к единице частоты, на гистерезис, отнесенные к единице напряженности поля, и на дополнительные потери.

Для ферритов составляющая потеря на вихревые токи практически мала и ею можно пренебречь. В области очень слабых полей незначительными являются и потери на гистерезис. Следовательно, в области Релея потери определяются в основном величиной δ_d и возрастают с ростом частоты. При повышении частоты $\operatorname{tg} \delta$, начиная от некоторого определенного для каждой марки феррита значения, возрастает значительно быстрее, чем это можно предполагать согласно уравнению (2.2). Одновременно резко уменьшается магнитная проницаемость. Для количественной оценки этого введены понятия критической частоты $f_{\text{кр}}$, при которой начинается резкое возрастание $\operatorname{tg} \delta^*$, и граничной $f_{\text{гр}}$, при которой $\mu_{\text{нач}}$ уменьшается до 0,7 от ее значения при $f = 0$.

Причины резкого возрастания $\operatorname{tg} \delta$ и уменьшения магнитной проницаемости с ростом частоты весьма сложны и объясняются главным образом релаксационными, а иногда и резонансными явлениями. Установлено, что чем выше начальная проницаемость, тем меньше граничная частота.

* Пользуются понятиями $f_{\text{кр}}$, когда $\operatorname{tg} \delta = 0,1$, и $f_{\text{гр}}$, когда $\operatorname{tg} \delta = 0,02$.

С увеличением напряженности поля возрастают $\operatorname{tg} \delta$ и нелинейные искажения, вызываемые гистерезисными явлениями.

Во многих случаях вместо $\operatorname{tg} \delta$ удобнее использовать относительный тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_{\text{нач}}$.

Относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости α_μ . Большая зависимость свойств ферритов от температуры по сравнению с другими высокочастотными магнитными материалами, особенно по сравнению с магнитодиэлектриками (см. § 2.10), объясняется их низкой точкой Кюри. Для некоторых ферритов $\Theta < 100^\circ \text{C}$, а при температурах ниже точки Кюри, но близких к ней, имеют место значительные изменения проницаемости и других магнитных свойств.

Для оценки температурных изменений проницаемости используют *температурный коэффициент магнитной проницаемости*, который для заданного диапазона температур ($t_2 - t_1$) определяют по формуле

$$TK\mu = \frac{\mu_{t_2} - \mu_{t_1}}{\mu_{t_1} (t_2 - t_1)}, \quad (2.3)$$

и относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости

$$\alpha_\mu = \frac{TK\mu}{\mu_{t_1}} = \frac{\mu_{t_2} - \mu_{t_1}}{\mu_{t_1}^2 (t_2 - t_1)}. \quad (2.4)$$

При этом в выражения (2.3) и (2.4) можно подставлять различные значения μ (начальную, максимальную, обратимую и т. п.) *. Аналогичным образом вводят понятия температурных коэффициентов для других магнитных параметров — остаточной магнитной индукции, коэрцитивной силы и т. п. Для уменьшения α_μ используют технологические и конструктивные методы. Технологический метод состоит во введении небольших добавок некоторых веществ (например, CoO), что, как показали исследования, благоприятно действует на температурные свойства ферритов. Конструктивный метод заключается в создании в магнитной цепи воздушного зазора. При этом суммарный температурный коэффициент всей цепи уменьшается, но это сопровождается также падением магнитной проницаемости. В первом приближении можно считать, что α_μ и μ уменьшаются пропорционально друг другу.

Относительная дезаккомодация начальной магнитной проницаемости DF . Изменение начальной проницаемости во времени характеризуется начальной временной нестабильностью магнитной проницаемости

$$K_t \approx \left(\frac{\mu_{t_2} - \mu_{t_1}}{\mu_{t_1}} \right) \frac{1}{\lg \frac{t_2}{t_1}} 100 \%, \quad (2.5)$$

* В дальнейшем α_μ обозначен относительный температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости.

где μ_2 и μ_1 — значения начальной магнитной проницаемости в моменты времени t_2 и t_1 . Коэффициент K_f обычно дается для заданного промежутка времени.

Временную нестабильность начальной магнитной проницаемости можно также характеризовать величиной дезаккомодации проницаемости D , под которой понимают относительное изменение начальной магнитной проницаемости во времени после приведения предварительно намагниченного полем технического насыщения материала в размагниченное состояние в условиях отсутствия магнитного, механического и теплового воздействия при заданной температуре.

В нормативных документах обычно вместо D указывают относительную дезаккомодацию DF , определяемую как отношение D к логарифму отношения интервалов времени, через которые измерялась начальная магнитная проницаемость.

Коэффициент перестройки частоты K_f . Ферриты характеризуются большой зависимостью обратной магнитной проницаемости $\mu_{обр}$ от напряженности подмагничивающего поля. Благодаря незначительному действию вихревых токов зависимость остается неизменной в широком диапазоне частот. Это позволяет применять ферриты, например, в схемах дистанционной настройки, перестраиваемых подмагничиванием, что для других магнитных материалов (металлических или магнитодиэлектриков) практически невозможно. Для магнитодиэлектриков $\mu_{обр} \approx \text{const}$, а для металлических материалов, кроме малой зависимости $\mu_{обр}$ от постоянного поля (приблизительно в 100 раз меньшей, чем для ферритов), характеристики различны при разных частотах.

Свойства ферритов, используемых для перестройки частоты контуров, характеризуют коэффициентом

$$K_f = \sqrt{K_\mu} = \sqrt{\frac{\mu_{нач}}{\mu_{обр}}}, \quad (2.6)$$

где K_μ — коэффициент перестройки по магнитной проницаемости.

При работе в однополярных импульсных полях (например, в импульсных трансформаторах) качество материала характеризуется *импульсной проницаемостью* μ_n , величина которой зависит от максимального поля H_n , длительности импульса τ_n , частоты повторения импульсов, а также от температуры. Так как эти функции нелинейны, полностью ферриты для импульсных трансформаторов характеризуются графическими зависимостями μ_n от H_n , τ_n , f и температуры.

В электрическом отношении ферриты являются полупроводниками или диэлектриками.

Исследования показали, что в переменных полях эффективная проводимость ферритов определяется не только величиной ρ (тока́ми проводимости σ), но и токами смещения:

$$\sigma_{эфф} = \sigma + \epsilon_0 \epsilon'' \omega, \quad (2.7)$$

где σ — удельная проводимость в постоянных полях; ϵ'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости; ϵ_0 — электрическая постоянная; ω — угловая частота.

Из выражения (2.7) следует, что $\sigma_{\text{эфф}}$ возрастает с ростом частоты. Для некоторых ферритов при $f = 10$ МГц $\sigma_{\text{эфф}}$ в 5—10 раз больше, чем σ . С увеличением температуры проводимость ферритов увеличивается.

В нормативных документах обычно указывают удельное сопротивление ρ , измеренное при постоянном токе.

Для некоторых марок ферритов наблюдается эффект *порогового поля* $H_{\text{пор}}$, который заключается в следующем. После приложения поля, превышающего $H_{\text{пор}}$, и последующего снятия его материал переходит в состояние с низкой добротностью. Размагничивание неэффективно. Возвратить материал в исходное состояние можно только нагреванием его выше температуры Кюри.

Кроме рассмотренных свойств ферритов, практический интерес в ряде случаев представляют точка Кюри Θ , плотность γ , коэффициенты потерь, особенно коэффициент потерь на гистерезис δ_r , характеризующий нелинейные процессы, и некоторые другие.

Отечественная промышленность выпускает свыше 60 марок магнитномягких ферритов различных по свойствам и областям применения групп: общего применения, термостабильных, для контуров, перестраиваемых подмагничиванием и широкополосных трансформаторов, для строчных трансформаторов телевизоров, для импульсных трансформаторов, для сердечников магнитных головок и некоторые другие.

В табл. 2.9—2.11 приведены параметры наиболее распространенных групп магнитномягких ферритов, а на рис. 2.22—2.26 — некоторые зависимости, характеризующие свойства ферритов. Расшифровка обозначений марок ферритов приведена в приложении 2.

Как уже отмечалось, керамическая технология и последующая обработка абразивным инструментом позволяет (см. § 2.8) изготавливать из ферритов детали любой формы. На рис. 2.27 показаны изделия из магнитномягких ферритов — сердечники катушек индуктивности, дросселей, трансформаторов, антенны для радиовещательных приемников. Наибольшее применение получили кольцевые, броневого, стержневые (с круглым и прямоугольным сечением), Ш- и П-образные сердечники.

Технические условия на кольцевые сердечники являются одновременно и техническими условиями на материалы. Преимущество кольцевых сердечников состоит в малом рассеянии магнитного потока, а недостатки — в малой стабильности параметров, соответствующей стабильности материала, в относительной сложности намотки и отсутствия возможности плавной регулировки индуктивности.

Таблица 2.9

Параметры ферритов общего применения

Марка материала	Гарантируемые параметры				Факультативные параметры									
	$\mu_{\text{нач}}$	Магнитные потери			μ_{max}	Параметры петли гистерезиса при $H = 800 \text{ А/м}$			Температурная нестабильность $\alpha_{\mu} \times 10^6$ в интервалах температур, °С		$f_{\text{кр}}$, МГц	$f_{\text{гр}}$, МГц	Θ , °С (не ниже)	ρ , Ом · м
		$M_{\text{ГП}}$	$H_{\text{ГП}} = 0,8 \text{ А/м}$	$\lg \delta/\mu_{\text{нач}} \times 10^6$		B , Т	$\frac{B}{f}$, Т/Гц	$H_{\text{С}}$, А/м	$+20 - (-60)$	20—100				
2000НМ	15 000	0,01	25	75	35 000	0,35	0,11	0,24	0,5—1,0	20—70° 0,5—1,0	0,01	0,1	110	0,001
1000НМ	8000—15 000	0,02	35	90	17 000	0,35	0,11	4,0	0,5—1,0	20—70° 0,5—1,0	0,3	0,3	110	0,01
6000НМ *	4800—8 000	0,02	40	60	10 000	0,35	0,11	8,0	0,6—2,2	0,5—1,7	0,01	0,5	130	0,1
6000НМ1	4800—8 000	0,03	10	30	10 000	0,35	0,08	4,0	0—1,5	0—1,5	0,13	0,5	130	1,0
4000НМ *	3500—4 800	0,1	35	60	7 000	0,35	0,13	8,0	1,5—2,5	0,5—1,5	0,1	0,7	130	0,5
3000НМ *	2500—3 500	0,1	35	60	3 500	0,35	0,15	12	2—3	1—2	0,2	1,0	140	0,5
2000НМ *	1700—2 500	0,1	15	45	3 500	0,35	0,12	24	0—3,5	—1,5—+4,0	0,45	1,5	200	0,5
1500НМ *	1200—1 700	0,1	15	45	2 500	0,35	0,11	24	1,5—3,5	0,8—5,0	0,6	3,0	200	0,5
1000НМ *	800—1 200	0,1	15	45	1 800	0,35	0,11	28	2,5—4,5	—1,0—+6,5	1,0	5,0	200	0,5
2000НН *	1800—2 400	0,1	100	300	6 000	0,25	0,10	8	3—9	20—50° 3—9	0,02	2,0	70	10
1000НН *	800—1 200	0,1	85	200	3 000	0,29	0,10	24	5—1,5	20—85° 5—15	0,4	3,0	110	10
600НН *	500—800	0,1	25	125	1 500	0,28	0,12	40	6—15	6—15	1,2	5,0	110	10 ²
400НН	320—500	1,0	50	—	600	0,26	0,13	56	15—30	15—30	2,0	12	120	10 ³
1200НН	900—1 500	0,1	40	100	3 000	0,21	0,07	24	—	—	—	—	70±3	10
1200НН1	900—1 500	0,1	40	100	3 000	0,25	0,08	24	—	—	—	—	90±3	10

* В новых разработках применять не рекомендуется.

Т а б л и ц а 2.10

Параметры термостабильных ферритов

Марка материала	Гарантируемые параметры					Факультативные параметры													
	$\mu_{нач}$	Температурная нестабильность		$\alpha_p \cdot 10^6$	Магнитные потери			$D F \times 10^6$ (не 60-lee)	μ_{max}	Параметры петли гистерезиса				$f_{кр}, \text{ МГц}$	$\theta, ^\circ \text{C}$ (не ниже)	$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{м}$	$\delta_r \cdot 10^8 \text{ м/А}^2$ $f_r = 0,1 \text{ МГц}$	$H_{пор}, \text{ А/м}$	
					$f_{гц}$	$\text{tg } \delta/\mu_{нач} \times 10^6$ (не ботее)				$B_r, \text{ Т}$	$H_c, \text{ А/м}$	$f_{кр}, \text{ МГц}$							
		интервал температур, $^\circ\text{C}$	$H_m = 0,8$			$H_m = 8$													
2000НМ3	1700—2500	$+20 \div -60$ $+20 \div -10$ 20—70 20—100		$0-1,5$ $0-1,0$ $0-1,0$ $0-1,5$	0,1	12	35	3	3500	800	0,36	0,12	25	0,5	1,5	200	0,5	460	—
2000НМ1 *	1700—2500	$+20 \div -10$ 20—50 20—70		$-0,1 \div +1,0$ $-0,1 \div +0,8$ $-0,1 \div +1,0$	0,1	15	45	—	3500	800	0,36	0,12	25	0,5	1,5	200	5	600	—
1500НМ3	1200—1800	$+20 \div -60$ 20—70 20—155		$-0,2 \div +1,5$ $-0,2 \div +0,7$ $-0,2 \div +1,5$	0,1	5	15	—	3000	800	0,36	0,08	24	1,5	3	200	20	150	—
1500НМ1 *	1200—1800	$+20 \div -10$ 20—50 20—70		$-0,1 \div +0,8$ $-0,1 \div +0,6$ $-0,1 \div +0,8$	0,1	15	45	—	3000	800	0,36	0,08	30	0,7	3	200	5	450	—
1000НМ3	800—1200	$+20 \div -60$ 20—70 20—155		$-0,2 \div +1,2$ $-0,2 \div +1,0$ $-0,2 \div +1,2$	0,1	5	15	—	2000	800	0,30	0,10	30	1,8	5	200	10	100	—
700НМ1	550—850	$+20 \div -60$ $+20 \div -10$ 20—100 20—155		$-0,3 \div +0,7$ $-0,3 \div +0,7$ $-0,3 \div +0,7$ $-0,2 \div +1,2$	3	8	—	12	1800	800	0,32	0,05	25	5	8	200	4	3,0	—

Продолжение табл. 2.10

Марка материала	Гарантируемые параметры				Факультативные параметры													
	$\mu_{\text{нач}}$	Температурная нестабильность		Магнитные потери				μ_{max}	Параметры петли гистерезиса				$f_{\text{кр}}, \text{ МГц}$	$f_{\text{гр}}, \text{ МГц}$	$\theta, ^\circ \text{C}$ (не ниже)	$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{ м}$	$\delta_T \cdot 10^3 \text{ МГц}/\text{А}$	$H_{\text{пор}}, \text{ А/м}$
				$i_{\text{гц}}$	$\text{tg } \delta/\mu_{\text{нач}} \times 10^6$ (не более)		$DF \times 10^4$ (не более)		$H, \text{ А/м}$	$B, \text{ Т}$	$B_r, \text{ Т}$	$H_c, \text{ А/м}$						
					$H_m = 0,5$	$H_m = 8$												
700НМ *	500—850	интервал температур, $^\circ \text{C}$	$\alpha_\mu \times 10^6$	3	80	—	1800	800	0,32	0,05	25	5	8	200	10	3,0	—	
150ВЧ	130—170	$+20 \div -60$ $20-70$ $20-155$	$-0,2 \div +1,2$ $-0,2 \div +1,2$ $-0,2 \div +1,2$	12	135	—	350	4000	0,35	0,15	250	25	50	400	10^4	6,0	300	
100ВЧ	80—120	$+20 \div -10$ $20-50$	0—8	18	135	—	280	4000	0,35	0,15	300	35	80	400	10^5	1,0	300	
50ВЧ2	45—65	$+20 \div -60$ $20-125$	$-3 \div +7$ 0—10	20	180	—	170	4000	0,30	0,20	500	70	100	450	10^4	4,0	500	
30ВЧ2	25—35	20—125	± 35	30	110	—	90	4000	0,26	0,07	600	200	200	450	10^5	1,5	1500	
20ВЧ2	16—24	$+20 \div -60$ $20-125$	0—15	30	280	—	45	4000	0,2	0,1	1000	120	300	450	10^6	1,7	1500	
7ВЧ1	6—8	$+20 \div -60$ $20-125$	$-14 \div 70$	70	620	—	15	8000	0,13	0,06	2200	200	600	450	10^7	—	3000	

* В новых разработках применять не рекомендуется.

Таблица 2.11

Параметры ферритов для контуров, перестраиваемых подмагничиванием (поз. 1—10) и для широкополосных трансформаторов (поз. 11—14)

Марка материала	$\mu_{\text{нач}}$	Магнитные потери						Коэффициент перестройки		$\alpha_{\mu} \times 10^6$ в интервалах температур, °C	$f_{\text{кр}}$, МГц	$f_{\text{гр}}$, МГц	θ , °C	ρ , Ом · м	$H_{\text{пор}}$, А/м
		в слабых полях		при повышенных индукциях											
		$f_{\text{н}}$, МГц	$\text{tg } \delta \times 10^3$ (не более) при $B=0,001$, Т	$f_{\text{н}}$, МГц	B , Т	$\text{tg } \delta \times 10^3$ (не более)	H , А/м	K_{μ} (не менее)							
300НН	280—350	1	11	3	0,075	50	800	5,5	10 ÷ 30	5 ÷ 15	5	20	120	10 ⁶	—
		4	50	—	—	—	15 000	100							
200НН2	190—230	3	10	3	0,02	30	2 400	25	20 ÷ 55	20 ÷ 40	15	50	200	10 ⁶	—
		7	14	7	0,01	30	15 000	80							
150НН1	135—160	3	10	3	0,01	20	—	—	~ 80	~ 40	30	60	220	10 ⁵	—
		20	50	—	—	—	11 000	5							
90НН	80—95	7	10	7	0,015	20	—	—	~ 90	~ 70	70	100	250	10 ⁶	—
		30	17	—	—	—	13 000	30							
60НН *	50—65	15	10	7	0,02	50	2 400	3,6	60 ÷ 150	25 ÷ 60	60	150	350	10 ⁸	—
		30	18	15	0,015	40	15 000	10							
55НН	50—65	8	8	8	0,02	16	2 400	3,2	~ 55	~ 85	70	110	330	10 ⁷	—
		45	14	14	0,02	30	15 000	12							

Продолжение табл. 2.11

Марка материала	$\mu_{\text{нач}}$	Магнитные потери					Коэффициент перестройки		Температурная неустойчивость $\alpha_{\mu} \times 10^6$ в интервалах температур, °C		$f_{\text{кр}}$, МГц	$f_{\text{гр}}$, МГц	θ , °C	ρ , Ом · м	$H_{\text{пор}}$, А/м
		в слабых полях		при повышенных индукциях											
		f , МГц	$\lg \delta \times 10^3$ (не более) при $B=0,001$, Т	i , МГц	B , Т	$\lg \delta \times 10^3$ (не более)	H , А/м	K_{μ} (не менее)	$20 \div -60$	$20-100$					
35НН	27—35	7	10	7	0,01	20	15 000	10	260	80	160	300	400	10^6	—
10ВЧ1 *	9—14	15	10	15	0,018	50	—	—	—	—	220	500	500	10^7	—
		150	13												
9ВЧ	9—13	150	8,5	15	0,01	20	90 000	5	$45 \div 80$	$40 \div 115$	250	600	500	—	—
5ВЧ1	4,7—6,5	260	8	15	0,01	30	90 000	2,5	~ 170	~ 280	350	> 1000	500	10^7	—
300ВЧ	280—320	4	25	3	0,02	50	—	—	—	—	8	—	280	10^3	60
200ВЧ	180—220	3	6	3	0,02	13	—	—	40	—10	20	—	360	10^3	100
		10	18												
90ВЧ	80—100	8	4,5	8	0,02	8	—	—	50	5	40	—	420	10^4	300
		30	17												
50ВЧ3	45—60	8	3,3	8	0,02	7	—	—	50	50	85	—	480	10^4	500
		30	6,0												

* В новых разработках применять не рекомендуется.

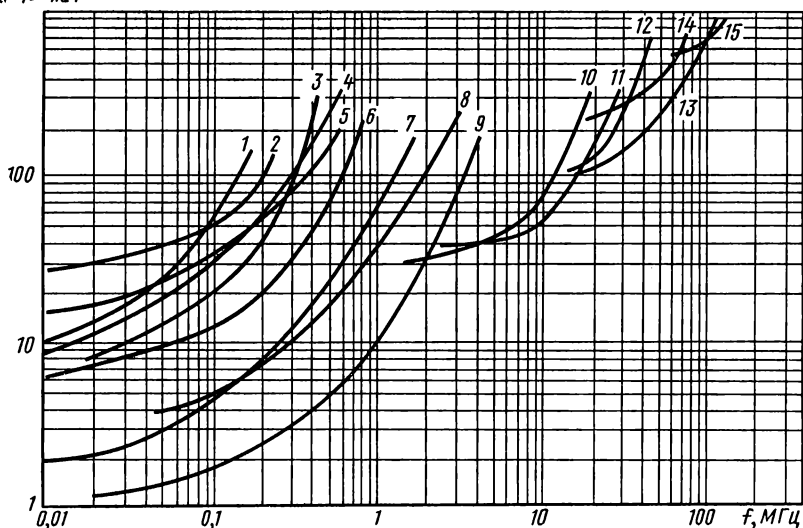
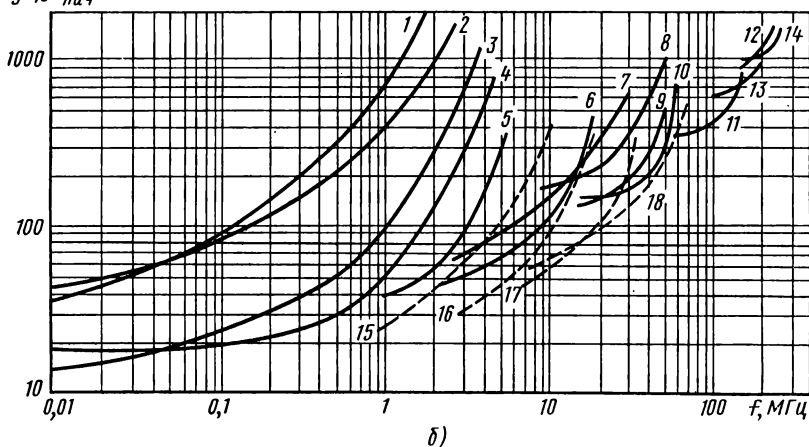
$\operatorname{tg} \delta / \mu_{\text{нач}} \cdot 10^6$

 $\operatorname{tg} \delta / \mu_{\text{нач}} \cdot 10^6$


Рис. 2.21. Зависимости относительного тангенса угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_{\text{нач}}$ от частоты при $H \leq 0,8$ А/м для ферритов марок:

а — 1 — 2000НМ; 2 — 1000НМ; 3 — 600НМ; 4 — 400НМ; 5 — 300НМ; 6 — 200НМ; 7 — 150НМ; 8 — 100НМ; 9 — 70НМ; 10 — 50НМ; 11 — 30НМ; 12 — 20НМ; 13 — 10НМ; 14 — 5НМ; 15 — 2НМ; б — 1 — 2000НМ1; 2 — 1000НМ1; 3 — 600НМ1; 4 — 400НМ1; 5 — 300НМ1; 6 — 200НМ1; 7 — 150НМ1; 8 — 100НМ1; 9 — 70НМ1; 10 — 50НМ1; 11 — 30НМ1; 12 — 20НМ1; 13 — 10НМ1; 14 — 5НМ1; 15 — 2НМ1; 16 — 200ВЧ; 17 — 90ВЧ; 18 — 50ВЧ

Кольцевые сердечники выпускают обычно со следующими параметрами: наружный диаметр $D = 3-180$ мм, внутренний диаметр $d = 2,2-115$ мм, высота $h = 1-12$ мм.

Броневой сердечник, конструкция которого изображена на рис. 2.28, выполняют обычно с зазором $l_{\text{зз}}$, который может быть образован в результате уменьшения высоты керна одной из двух чашек, составляющих сердечник. Оптимальные размеры зазора рассчитывают по заданным параметрам: TK_{μ} , добротности Q и др. Броневой сердечник имеет подстроечник — стержень из феррита, входящий в центральное отверстие. Перемещая подстроечник, можно менять $L(Q)$.

Сердечники Ш-образные состоят из двух Ш-образных частей, сложенных шлифованными плоскостями без зазора или с зазором (рис. 2.29, а). Очень широкое применение их обусловлено простотой изготовления обмоток и сборки. Обычно устройства на Ш-образных сердечниках выполняют на большие мощности, чем на броневого сердечниках.

П-образные сердечники (рис. 2.29, б) применяют для строчных трансформаторов телевизоров, элементов постоянных и долговременных запоминающих устройств вычислительной техники и т. д.

Кроме Б-, Ш- и П-образных сердечников из магнитномягких ферритов, используют и некоторые другие: Е-, Н-, Г-образные, двухотверстные, трехотверстные и т. д.

Особо важное значение приобрели ферритовые сердечники для антенн радиовещательных приемников. По форме поперечного сече-

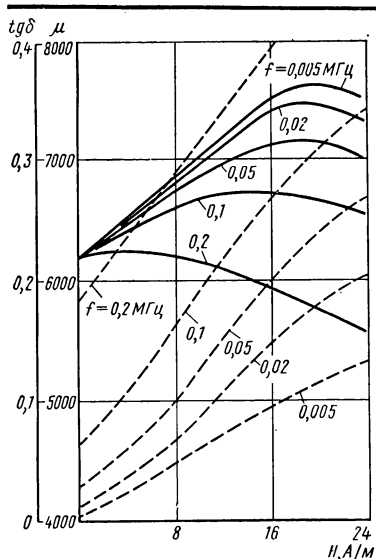


Рис. 2.22. Зависимость магнитной проницаемости μ (сплошные линии) и тангенса угла магнитных потерь $\text{tg } \delta$ (пунктирные линии) от напряженности поля H на разных частотах для феррита 6000НМ1

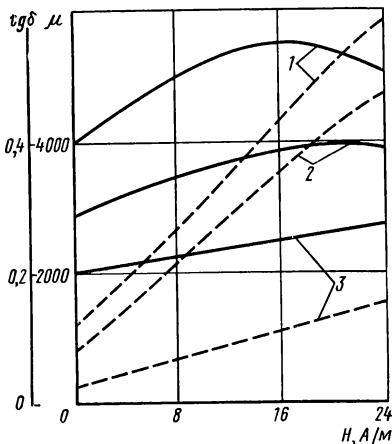
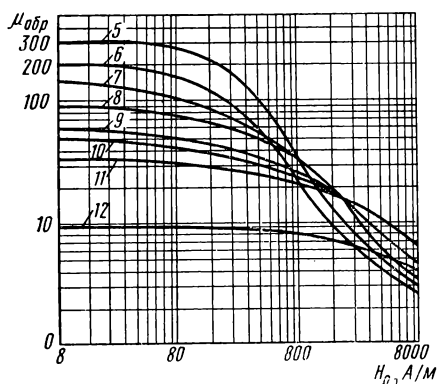
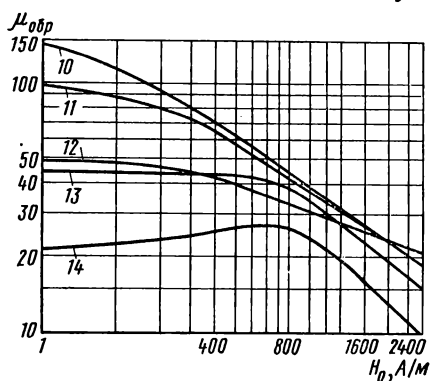
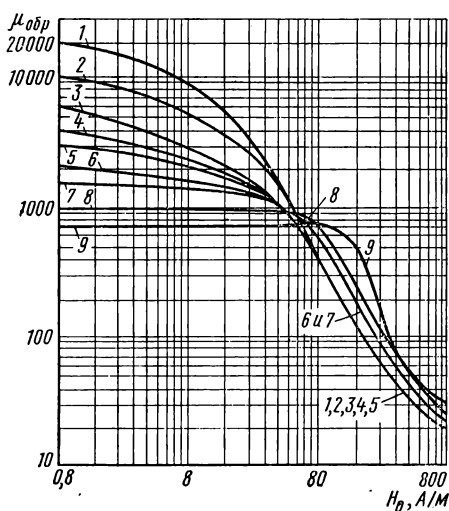


Рис. 2.23. Зависимость магнитной проницаемости μ (сплошные линии) и тангенса угла магнитных потерь $\text{tg } \delta$ (пунктирные линии) от напряженности поля H на частоте 0,1 МГц для ферритов марок:

1 — 4000НМ; 2 — 3000НМ; 3 — 2000НМ3



ния сердечники изготавливают двух типов: круглые и прямоугольные. Размеры сердечников: с круглым сечением от $\Phi 8 \times 60$ до $\Phi 10 \times 200$ мм, с прямоугольным сечением — от $16 \times 4 \times 80$ до $25 \times 5 \times 200$ мм³; сердечники изготавливают из ферритов марок 2000НМ1, 400НН, 30ВЧ2.

Рассмотрим некоторые особенности различных групп и марок ферритов.

Ферриты общего применения (табл. 2.9) используют лишь в тех случаях, когда не предъявляются повышенные требования к температурной стабильности начальной магнитной проницаемости, так как α_μ ферритов этой группы заводы-поставщики не контролируют и не гарантируют.

При повышенных требованиях к температурным изменениям используют термоста-

Рис. 2.24. Зависимость обратной магнитной проницаемости $\mu_{обр}$, измеренной при $f = 1$ кГц и $H = 0,8$ А/м от подмагничивающего поля H_0 для ферритов Mn-Zn (обозначения у кривых те же, что на рис. 2.21, а)

Рис. 2.25. Зависимость обратной магнитной проницаемости $\mu_{обр}$, измеренной при $f = 1$ кГц и $H = 0,8$ А/м, от подмагничивающего поля H_0 для ферритов Ni-Zn (обозначения у кривых те же, что на рис. 2.21, а)

Рис. 2.26. Зависимость обратной магнитной проницаемости $\mu_{обр}$, измеренной при $f = 1$ кГц и $H = 0,8$ А/м от подмагничивающего поля H_0 для ферритов Ni-Zn (обозначения у кривых те же, что на рис. 2.21, б)

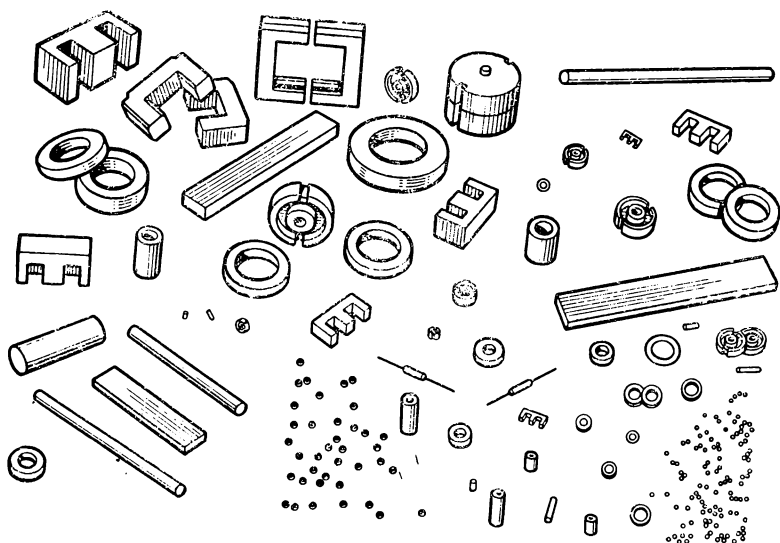


Рис. 2.27. Изделия из магнитномягких ферритов

бильные ферриты. Материалы этой группы имеют малые потери и малый температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости в широком интервале температур.

Следует отметить, что применение термостабильных Mn-Zn ферритов оправдано только в слабых полях, так как при $B \geq 0,1\text{T}$ для всех высокопроницаемых ферритов $TK\mu \approx 0,3\%$ на 1°C .

Когда предъявляются повышенные требования к временной стабильности, используют ферриты марок 2000НМ3 и 700НМ1, имеющие временное изменение за год не больше 2%, по сравнению с 5—15% для других Mn-Zn ферритов рассматриваемого ряда.

Преимуществами ферритов Mn-Zn по сравнению с Ni-Zn являются в несколько раз меньшие потери на гистерезис, более высокая индукция и меньший температурный коэффициент магнитной про-

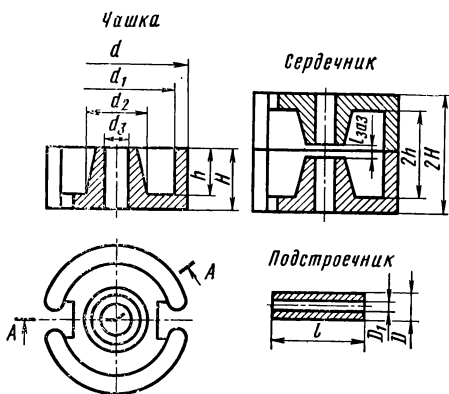


Рис. 2.28. Конструкция броневое сердечника

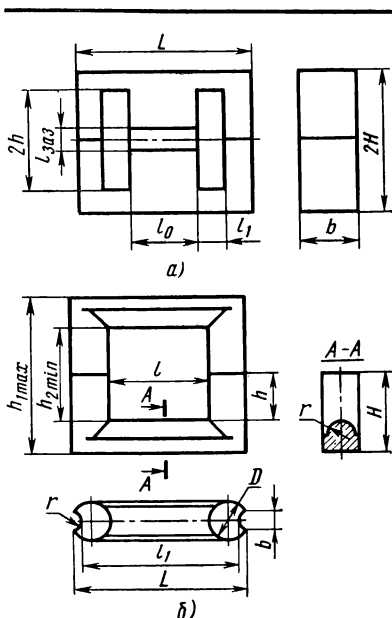


Рис. 2.29. Конструкция Ш-образного (а) и П-образного (б) сердечников

ницаемости; недостатками — меньшее значение $f_{кр}$, что позволяет рассматривать ферриты Mn-Zn как низкочастотные (до нескольких мегагерц), а Ni-Zn — как высокочастотные (до сотен мегагерц).

Ферриты с высокой проницаемостью ($\mu_{нач} \geq 1000-2000$) при работе в слабых полях имеют преимущества (меньшие $\tan \delta$ и потери) перед низконикелевыми пермаллоями тонкого проката и электротехническими сталями.

При жестких требованиях к величине нелинейных искажений ферриты Mn-Zn лучше, чем Ni-Zn, а в устройствах с подмагничиванием лучше Ni-Zn.

Ферриты с проницаемостью в десятки единиц применяют в высокочастотной части спектра радиочастот (десятки и сотни мегагерц), где можно использовать и магнитодиэлектрики (см. § 2.10).

Высокочастотные ферриты предназначены для работы только в слабых полях, для них имеет место эффект порогового поля (см. ранее).

Ферриты для контуров, перестраиваемых подмагничиванием (см. табл. 2.11), отличаются малыми потерями в сильных полях и малым временем перемagnetизации. Эффект порогового поля у них отсутствует.

Свойства ферритов зависят от механических напряжений, которые могут возникать по разным причинам: при плотной обмотке, креплении изделий и т. п. Поэтому ферриты следует оберегать от механических нагрузок.

Более конкретные рекомендации по выбору марки феррита можно получить лишь на основании расчетов по заданным ТУ (частотному диапазону, требованиям к температурной стабильности и т. п.) и справочным сведениям о феррите.

§ 2.10. Магнитодиэлектрики

Магнитодиэлектрики, как и ферриты, являются высокочастотными магнитными материалами. Они имеют некоторые преимущества перед ферритами, прежде всего более высокую стабильность

свойств. Кроме того, особенности технологии производства магнитодиэлектриков, соответствующей технологии пластмасс, позволяют получать изделия значительно выше классов точности и чистоты, чем при керамической технологии получения ферритов. По ряду электромагнитных параметров магнитодиэлектрики уступают ферритам.

Ранее отмечалось, что магнитодиэлектрики представляют собой конгломерат из измельченного ферромагнетика, частицы которого разделены между собой в электрическом отношении изолирующими пленками из немагнитного материала, являющегося одновременно механической связкой.

Магнитные свойства магнитодиэлектриков в значительной степени определяются особенностями намагничивания совокупности отдельных ферромагнитных частиц, следовательно, их размерами и формой, взаимным расположением, соотношением между количествами ферромагнетика и диэлектрика. Магнитные свойства исходного вещества влияют на параметры магнитодиэлектрика сравнительно мало.

Для определения магнитной проницаемости магнитодиэлектрика $\mu_{\text{мд}}$ существует ряд выражений, например ее можно вычислить по формуле *

$$\mu_{\text{мд}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\mu} + \frac{V}{3}\right)}, \quad (2.8)$$

где μ — проницаемость исходного вещества; V — относительный объем, занимаемый изолирующей массой **.

Из формулы (2.8) следует, что чем больше μ и V , тем в меньшей степени сказываются магнитные свойства исходного вещества на величине проницаемости магнитодиэлектрика. Для промышленных типов магнитодиэлектриков изменение проницаемости исходного ферромагнетика в десятки раз вызывает небольшое изменение $\mu_{\text{мд}}$. Нестабильность μ лишь в малой степени влияет на $\mu_{\text{мд}}$, т. е. магнитодиэлектрикам свойственна значительно большая стабильность свойств, чем исходным ферромагнитным веществам.

Обычно магнитодиэлектрики работают в сравнительно небольших внешних полях H_e . Поле же H_i , действующее в каждой частице ферромагнетика, меньше H_e , так как

$$H_i = H_e - H_\sigma,$$

где H_σ — напряженность размагничивающего поля [см. формулу (1.81)].

* Формула справедлива для частиц сферической формы.

** Часто вместо понятия V пользуются коэффициентом заполнения P , равным в процентном выражении $(100 - V\%)$.

Следовательно, при определении требований, предъявляемых к магнитодиэлектрикам, и анализе их работы можно ограничиться рассмотрением действия слабых полей (областью Релея).

Для начальной части кривой намагничивания справедливо выражение

$$B = \mu_0 \mu_{\text{мд.нач}} H + \mu_0 \nu H^2, \quad (2.9)$$

где $\mu_{\text{мд.нач}}$ — относительная начальная магнитная проницаемость магнитодиэлектрика; ν — постоянная.

Из выражения (2.9) следует линейная зависимость магнитной проницаемости $\mu_{\text{мд}}$ магнитодиэлектрика от напряженности магнитного поля:

$$\mu_{\text{мд}} = \mu_{\text{мд.нач}} + \nu H \quad (2.10)$$

или

$$\mu_{\text{мд}} = \mu_{\text{мд.нач}} (1 + \alpha H), \quad (2.11)$$

где

$$\alpha = \frac{\nu}{\mu_{\text{мд.нач}}} = \frac{\mu_{\text{мд}} - \mu_{\text{мд.нач}}}{\mu_{\text{мд.нач}} H} \quad (2.12)$$

— коэффициент, являющийся постоянной магнитодиэлектрика и характеризующий стабильность проницаемости при изменении напряженности поля. Желательно, чтобы коэффициент α был как можно ближе к нулю (чтобы разница между $\mu_{\text{мд}}$ и $\mu_{\text{мд.нач}}$ была наименьшей).

Температурная зависимость магнитной проницаемости магнитодиэлектрика при небольшом интервале изменения температуры также выражается линейным законом

$$\mu_{\text{мд}t_2} = \mu_{\text{мд}t_1} [1 + \beta_{\mu_{\text{мд}}} (t_2 - t_1)], \quad (2.13)$$

где $\beta_{\mu_{\text{мд}}} (TK\mu_{\text{мд}})$ — температурный коэффициент магнитной проницаемости магнитодиэлектрика [см. формулу (2.3)], который желательно иметь как можно меньше.

Потери в магнитодиэлектриках, как и потери в ферритах (см. § 2.9), оценивают по величине общего тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ (или относительного тангенса угла потерь $\text{tg } \delta / \mu_{\text{мд.нач}}$). Как было показано в § 2.9, в области Релея $\text{tg } \delta = \delta_r H + \delta_v f + \delta_d$.

Коэффициенты потерь δ_r , δ_v , δ_d определяют по сопротивлениям потерь r_r , r_v , r_d эквивалентной схемы катушки индуктивности с сердечником, включенной в цепь переменного тока.

Эквивалентная схема представляет собой последовательное соединение катушки индуктивности L с сопротивлением r , равным сумме сопротивлений r_r , r_v , r_d и сопротивления постоянному току r_0 . Сумму ($r_r + r_v + r_d$) называют сопротивлением потерь в сердечнике r_c .

Общий тангенс угла потерь и его составляющие можно выразить через сопротивления потерь следующим образом:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{r_c}{2\pi fL}; \quad (2.14)$$

$$\delta_r = \frac{r_r}{2\pi fLH}; \quad (2.15)$$

$$\delta_v = \frac{r_v}{2\pi f^2L}; \quad (2.16)$$

$$\delta_d = \frac{r_d}{2\pi fL}. \quad (2.17)$$

Экспериментально определяют только тангенс суммарных потерь $\operatorname{tg} \delta (r_c)$. Однако, измеряя его для нескольких частот и напряженностей поля, можно произвести разделение потерь, т. е. вычислить величины $\delta_r (r_r)$, $\delta_v (r_v)$, $\delta_d (r_d)$ (см. § 3.5), что позволяет найти пути уменьшения потерь.

Особое значение для некоторых видов аппаратуры имеет уменьшение потерь на гистерезис, которые определяют величину нелинейных искажений, вносимых магнитодиэлектриком. Зависимость клирфактора

$$K_\Phi = \frac{\sqrt{U_3^2 + U_5^2 + \dots}}{U_1}$$

от δ_r имеет следующий вид:

$$K_\Phi \approx 0,62\delta_r H. \quad (2.18)$$

Основными требованиями, предъявляемыми к исходному ферромагнетику для производства магнитодиэлектриков, являются:

- 1) возможность получения малых частиц, желательной (сферической или чешуйчатой) формы;
- 2) большое удельное электросопротивление;
- 3) малые потери, прежде всего на гистерезис, для отдельных частиц в слабых полях.

Наибольшее применение имеют магнитодиэлектрики на основе альсифера и карбонильного железа.

Магнитодиэлектрики на основе альсифера. Основные свойства альсифера были рассмотрены в § 2.6. Для магнитодиэлектриков применяют сплавы с содержанием 9—11% кремния и 6—8% алюминия. В данном случае, как было отмечено, нет необходимости путем строгого выдерживания состава стремиться к получению наибольшей магнитной проницаемости. Значения коэффициентов дополнительных потерь и потерь на гистерезис минимальны при содержании кремния в пределах 9,4—10,2% (при 7,5% Al) и алюминия в пределах 7,2—8,0% (при 10% Si).

Важной особенностью альсифера является то, что его температурный коэффициент магнитной проницаемости в зависимости от содер-

жания кремния и алюминия может быть меньше, больше или равен нулю. Альсифер является дешевым и недефицитным материалом. Все это обеспечило ему широкое применение в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков.

Технологический процесс производства магнитодиэлектриков на основе альсифера сводится к следующему.

1. Литье сплава в высокочастотной печи, охлаждение отливок в воде для придания сплаву большой хрупкости, размол в шаровых или вибромельницах, рассев и отжиг для снятия наклепа при температуре $950\text{--}980^\circ\text{C}$ в вакууме.

2. Приготовление изолирующего состава, для чего применяют как органические материалы (бакелит, полистирол, шеллак), так и неорганические (жидкое стекло, стеклоэмали и др.). Используют также изолирующие свойства оксидных пленок, образующихся на поверхности ферромагнитных частиц. Изоляция между частицами должна обладать высокими диэлектрическими свойствами и плотно связываться с частицами ферромагнетика, образуя сплошную, без разрывов пленку. Для выполнения последнего условия необходимо, чтобы изоляционная пленка обеспечивала максимальную подвижность частиц при прессовании. С этой целью в порошок альсифера вводят тальк, парафин и другие вещества.

Часто применяют связку в виде механической смеси жидкого стекла, талька и хромового ангидрида. Связки вводят в порошок альсифера, смесь перемешивают и подогревают для удаления воды, содержащейся в связке.

3. Прессовка сердечника в пресс-формах из высококачественной стали на гидравлических прессах при сравнительно высоких давлениях, равных $(14\text{--}20) \cdot 10^2$ МПа ($14\text{--}20$ Т/см²). Напомним, что формование ферритовых изделий производят обычно при давлениях $(1\text{--}3) \cdot 10^2$ МПа ($1\text{--}3$ Т/см²). Чем больше давление, тем выше начальная проницаемость.

Спрессованные детали для снятия наклепа от прессования подвергают отжигу в камерной печи при температуре 780°C с выдержкой около 40 мин и охлаждением на воздухе.

После термической обработки сердечники кипятят в воде для удаления жидкого стекла и остатков хромового ангидрида, после чего их высушивают в термостате и производят искусственное старение для стабилизации свойств во времени в течение 48 ч при $140\text{--}160^\circ\text{C}$.

Полученные таким образом сердечники гигроскопичны, поэтому их пропитывают бакелитовым лаком и смолу полимеризуют при 120°C в течение 2—3 ч.

Описанный процесс производства альсиферовых сердечников является только одним из возможных. В зависимости от марки магнитодиэлектрика различны количество вводимой связки (4—8% по объему для магнитодиэлектриков с начальной проницаемостью выше 40 и до 50% для низкопроницаемых магнитодиэлектриков),

Т а б л и ц а 2.12

Основные параметры колец из альсифера

Параметры	Для аппаратуры проводной связи					
	ТЧ-30П	ТЧ-60П	ТЧК-55П	ВЧ-32П	ВЧ-22П	ВЧК-22П
Начальная магнитная проницаемость $\mu_{\text{мд.нач}}$ при 20 °С	82—94	55—65	50—60	30—34	20—24	20—24
Температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости ТК $\mu_{\text{мд.нач}}$ при 20—70 °С	—600 · 10 ⁻⁶	—400—10 ⁻⁶	От —150 · 10 ⁻⁶ до +50 · 10 ⁻⁶	—250 · 10 ⁻⁶	—200 · 10 ⁻⁶	От —50 · 10 ⁻⁶ до +50 · 10 ⁻⁶
Коэффициент потерь на вихревые токи δ_v , 1/Гц	1000 · 10 ⁻⁹	250 · 10 ⁻⁹	250—10 ⁻⁹	85 · 10 ⁻⁹	12 · 10 ⁻⁹	12 · 10 ⁻⁹
Коэффициент потерь на гистерезис δ_r , 1/80 А/м	7 · 10 ⁻³	5 · 10 ⁻³	5 · 10 ⁻³	2 · 10 ⁻³	1,2 · 10 ⁻³	1,2 · 10 ⁻³
Коэффициент дополнительных потерь δ_d	3 · 10 ⁻³	2,0 · 10 ⁻³	2,0 · 10 ⁻³	1,2 · 10 ⁻³	1,2 · 10 ⁻³	1,2 · 10 ⁻³
Рабочий диапазон частот, кГц (не более)	10	10	10	50	100	100
Маркировочный знак колец — одна полоса	Синяя	Черная	Красная	Белая	Зеленая	Желтая

Параметры	Для радиоаппаратуры					
	ТЧ-90Р	ТЧ-60Р	ТЧК-55Р	ВЧ-32Р	ВЧ-22Р	ВЧК-22Р
Начальная магнитная проницаемость $\mu_{мд.нач}$ при 20 °С	82—94	55—65	50—60	30—34	20—24	20—24
Температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости ТК $\mu_{мд.нач}$ при 20 ÷ 70 °С	—600 · 10 ⁻⁶	—400 · 10 ⁻⁶	От —150 · 10 ⁻⁶ до +50 · 10 ⁻⁶	—250 · 10 ⁻⁶	—200 · 10 ⁻⁶	От —50 · 10 ⁻⁶ до +50 · 10 ⁻⁶
при +20 ÷ —60 °С	—	—	От —450 · 10 ⁻⁶ до +150 · 10 ⁻⁶	—	—	От —150 · 10 ⁻⁶ до +150 · 10 ⁻⁶
Относительный тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_{мд.нач}$ при $H \leq 16$ А/м при $H \leq 40$ А/м	7,2 · 10 ⁻⁴ 8,1 · 10 ⁻⁴	При $f = 60$ кГц 3,27 · 10 ⁻⁴ 3,55 · 10 ⁻⁴	При $f = 60$ кГц 3,6 · 10 ⁻⁴ 3,9 · 10 ⁻⁴	3,37 · 10 ⁻⁴ 3,56 · 10 ⁻⁴	При $f = 100$ кГц 1,32 · 10 ⁻⁴ 1,5 · 10 ⁻⁴	1,32 · 10 ⁻⁴ 1,5 · 10 ⁻⁴
Маркировочный знак колец — две полосы	Синие	Черные	Красные	Белые	Зеленые	Желтые

состав связи, размер частиц (10^{-1} — 10^{-4} см в поперечнике), давление при прессовании.

Основные параметры колец из альсифера различных марок для аппаратуры проводной связи и радиоаппаратуры приведены в табл. 2.12.

Буквы в названии кольца означают: ТЧ — тональная частота; ТЧК — тональная частота с компенсированным температурным коэффициентом магнитной проницаемости; ВЧ — высокая частота; ВЧК — высокая частота с компенсированным температурным коэффициентом магнитной проницаемости; П и Р — назначение колец — для аппаратуры проводной связи или радиоаппаратуры.

Размеры колец: наружный диаметр от 15 до 75 мм, внутренний диаметр от 7 до 46 мм; высота от 4,8 до 16,8 мм.

Сплавы с близким к нулю $ТК\mu_{мд}$ получают в результате смешивания в определенной пропорции альсиферов двух составов: с положительным (сплав А-11) и отрицательным (сплав А-10,2) температурным коэффициентом магнитной проницаемости. ГОСТ 8763—58 не разрешает применять сплавы с компенсированным $ТК\mu_{мд}$ в случае отсутствия повышенных требований к температурной стабильности сердечника, что обусловлено повышенной стоимостью и дефицитностью таких сердечников.

Магнитодиэлектрики на основе карбонильного железа. В § 2.4 было указано, что карбонильное железо может быть получено в виде порошка с частицами сфероидальной формы. Дисперсность порошка зависит от условий термического разложения пентакарбонила железа и увеличивается с ростом температуры. Для изготовления магнитодиэлектриков химическая промышленность выпускает два класса карбонильных железных порошков: «Р» (марки Р-10, Р-20, Р-100) для использования в радиоаппаратуре и «Пс» — в проводной связи.

В табл. 2.13 указаны химический состав и средний диаметр частиц различных порошков карбонильного железа.

Таблица 2.13

Химический состав и средний диаметр частиц карбонильного железа

Марка карбонильного железа	Химический состав, %				Средний диаметр, мкм
	С	N	O	Fe	
Р-10	0,8—1,2	0,6—1,0	0,8—1,2	99,7—96,6	3,5
Р-20	0,7—0,4	0,6—0,9	0,8—1,2	98,8—97,0	2,5
Р-100	0,7—0,4	0,6—0,9	0,8—1,2	98,8—98,0	1,5
Пс	0,6—0,85	0,5—0,8	0,8—1,2	98,1—97,15	2,2

Таблица 2.14

Электромагнитные параметры магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа

Марка карбонильного железа	$\mu_{\text{мд. нач}}$	$\delta_{\text{г}} \cdot 10^3, \frac{1}{\text{А/м}}$	$\delta_{\text{в}} + \delta_{\text{д}} \cdot 10^3$ (при $f = 100 \text{ кГц}$)	$\delta_{\text{в}} \cdot 10^3, \frac{1}{\text{Гц}}$	$\delta_{\text{д}} \cdot 10^3$	ТК $\mu_{\text{мд. нач}} \times 10^3$ (при $t = -60 \div 100^\circ \text{C}$)
P-10	12—15	0,25	0,55	—	—	150 ÷ 200
P-20	12—15	0,15	0,43	—	—	100 ÷ 150
P-100	10—12	0,05	0,19	—	—	15 ÷ 80
Ps	11—13,5	0,18	1,08	5	0,4	100

Технологический процесс производства сердечников из порошка карбонильного железа состоит в изолировании порошка, прессовании деталей и их низкотемпературной термической обработке для придания механической прочности и стабилизации свойств.

Таблица 2.15

Предельные частоты и рабочие температуры магнитодиэлектриков

Основа магнитодиэлектрика	Марка	Критическая частота $f''_{\text{кр}}$ * при $H = 80 \text{ А/м}$	Диапазон рабочих температур, $^\circ\text{C}$
Альсифер	ТЧ-90	0,01	—60 ÷ 120
	ТЧ-60	0,05	
	ВЧ-30	0,1	
	ВЧ-22	0,1	
Карбонильное железо	P-100	100	—60 ÷ +100
	P-10	10	—60 ÷ +100
	P-20	20	

* При частоте $f''_{\text{кр}}$ тангенс угла потерь $\text{tg } \delta = 0,02$.

В табл. 2.14 приведены основные электромагнитные параметры магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа; в табл. 2.15 — предельные частоты и рабочие температуры; в табл. 2.16 — пределы линейности тангенса угла потерь для магнитодиэлектриков на основе альсифера и карбонильного железа.

Из карбонильного железа получают кольцевые, броне-вые * и цилиндрические сердечники. На рис. 2.30 представлены сердечники различных конструкций из магнитодиэлектриков.

Магнитодиэлектрики на основе молибденового пермаллоя имеют наибольшую на-

* Размеры броневых сердечников нормируются ГОСТ 10983—64 «Сердечники карбонильные броневые радиотехнические».

чальную магнитную проницаемость (до 200—250), более высокую стабильность и меньшие потери на гистерезис и вихревые токи (при равных значениях проницаемости), чем альсиферы. Пермаллои обычных химических составов (см. § 2.5) весьма пластичны, поэтому для придания сплаву хрупкости, что необходимо при измельчении в порошок, в процессе выплавки вводят небольшое количество серы. Сплав марки 80Н2М, предназначенный для изготовления магнитодиэлектрика, имеет следующий химический состав: 81% Ni, 2,6% Mo, 16,4% Fe, 0,02% S. Путем подбора режимов горячей и холодной деформаций отливок обеспечивают рекристаллизацию с образованием определенной структуры зерен. В процессе помола стремятся сохранить форму и размеры зерен, покрытых тончайшей пленкой сульфидов и окисульфидов металлов. Высокодисперсный порошок (десятки микрон) подвергают термообработке в вакууме, смешивают с изоляцией (на первой стадии — с водным раствором

Т а б л и ц а 2.16

Пределы линейности тангенса угла потерь

Основа магнитодиэлектрика	Марка	Пределы линейности тангенса угла потерь	
		по частоте f , МГц	по величине H , А/м
Альсифер	ТЧ-90	До 0,5	До 240
	ТЧ-60	» 1	» 400
	ВЧ-30	» 2	» 800
	ВЧ-22	» 20	» 1200
Карбонильное железо	Р-10	100	2400
	Р-20	100	
	Р-100	100	
	П-4	50	

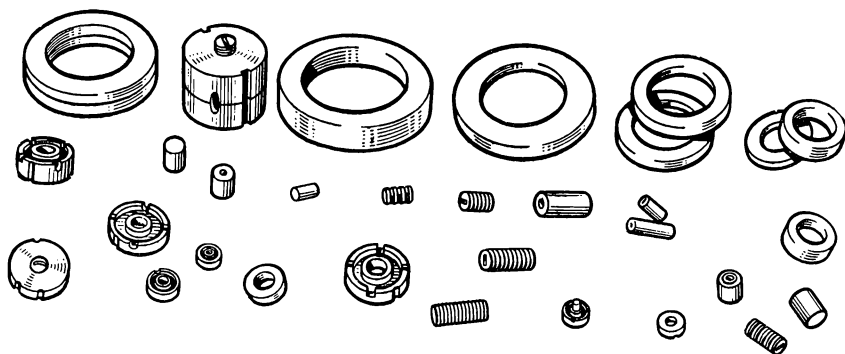


Рис. 2.30. Сердечники различных конструкций из магнитодиэлектриков

Т а б л и ц а 2.17

Электромагнитные параметры магнитодиэлектриков
на основе пермаллоя

Марка	Номинальное значение проницаемо- сти $\mu_{\text{мд. нач}}$	Коэффициенты потерь			ТК $\mu \cdot 10^6$ (не более)	В диапазоне $t, ^\circ\text{C}$
		$\delta_{\text{Г}} \cdot 10^5$ м/А	$\delta_{\text{В}} \cdot 10^9$ 1/Гц	$\delta_{\text{Д}} \cdot 10^3$		
		(не более)				
П250	230	10	1000	3	+200	$-60 \div +85$
П140	140	6,3	450	2	+100	$-20 \div +70$
					+120	$-60 \div +85$
П100	100	3,1	200	2	+100	$-60 \div +85$
П60	60	1,9	100	1,5	+100	$-60 \div +85$

С термокомпенсацией изменения проницаемости

ПК100	100	3,1	200	2	30 ± 15	$-60 \div +85$
ПК60	60	1,9	100	1,5	30 ± 15	$-60 \div +85$

хромового ангидрида; на второй — с водным раствором смеси гидрата окиси магния, жидкого стекла и талька) и прессуют изделия при удельном давлении до $2 \cdot 10^3$ МПа. В заключение производится термообработка в вакууме для снятия внутренних напряжений.

По данной технологии изготавливают четыре марки магнитодиэлектриков, параметры которых приведены в табл. 2.17.

§ 2.11. Прочие материалы

Кроме рассмотренных основных групп магнитномягких материалов, в технике используют материалы, обладающие особыми свойствами и имеющие более узкое назначение. Из них рассмотрим железокобальтовые сплавы с высокой индукцией насыщения.

Чем выше индукция насыщения, тем более мощный поток (при прочих равных условиях) можно получить в магнитопроводе.

Из обычных материалов наивысшей индукцией насыщения обладает железо ($\mu_0 I_s \approx 2,1\text{Т}$). В тех случаях, когда предъявляются наиболее высокие требования к габаритам устройства, его массе и величине потока, применяют железокобальтовые сплавы, у которых индукция насыщения достигает 2,43Т, что позволяет получить эко-

нонию в массе и объеме по сравнению с железом на 15—20%.

Практически используют сплавы с содержанием 30—51% Со и 1,5—2,0% V, который улучшает технологические свойства сплавов, в частности их обрабатываемость в холодном состоянии. Эти сплавы, как указывалось, называют пермендюр а м и.

Индукция насыщения сплавов с большим и малым содержанием кобальта приблизительно одинакова. Высококобальтовые сплавы в слабых и средних полях имеют большие значения проницаемости, чем низкокобальтовые, однако последние дешевле.

Кроме большой величины индукции насыщения, пермендюр обладает значительной обратимой проницаемостью, что делает его особенно ценным в качестве материала для мембран телефонов. Пермендюр имеет также высокую магнитострикцию.

К недостаткам пермендюра относятся малое электрическое сопротивление, высокая стоимость и дефицитность кобальта и ванадия.

Пермендюр применяют в постоянных магнитных полях или в слабых переменных полях с сильным подмагничиванием постоянным полем. Кривые намагничивания пермендюра с 1,8% V представлены на рис. 2.31.

Преимущество железокобальтовых сплавов перед техническим железом наиболее ощутимо в области индукций выше 1,0Т. Разница в величинах магнитной проницаемости достигает максимального значения при индукции около 1,8 Т. Вблизи этой точки проницаемость кобальтовых сплавов больше проницаемости мягких сортов железа в несколько десятков раз.

В СССР из материалов этой группы нормирован сплав 50КФ (49,0—51,0% Со; 1,5—2,0% V). Сплав имеет индукцию насыщения не менее 2,35 Т и высокую точку Кюри (980° С). ГОСТ 10994—64 рекомендует следующий режим термообработки изделий из сплава 50КФ: отжиг в вакууме или в водороде; нагрев поковок до 1100° С в течение 3 ч, листов и лент — до 850° С; выдержка 5—10 ч в зависимости от размеров садки; охлаждение до 200° С со скоростью 50—100 град/ч.

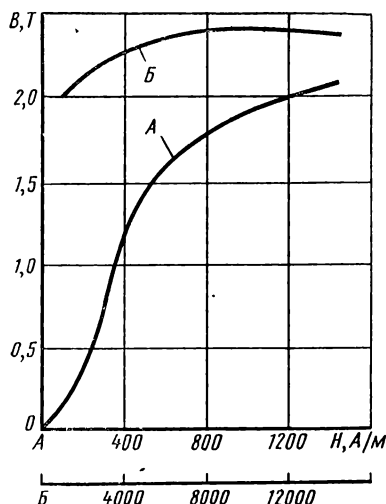


Рис. 2.31. Кривая намагничивания пермендюра с содержанием 1,8% ванадия

МАГНИТНОТВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ

§ 2.12. Классификация и предъявляемые к материалам требования

Магнитнотвердые материалы (материалы для постоянных магнитов) классифицируют по основному способу получения материала. В соответствии с этим можно указать следующие группы.

1. *Литые магнитнотвердые материалы на основе сплавов Fe-Ni-Al и Fe-Ni-Al-Co*, легированных медью, титаном, ниобием и некоторыми другими элементами.

Сплавы этой группы характеризуются хорошими магнитными свойствами, но плохими механическими качествами (низкой пластичностью и высокой твердостью). В процессе изготовления для ряда сплавов применяют термомагнитную обработку и направленную кристаллизацию, что повышает их магнитные свойства за счет образования магнитной текстуры. Высококоэрцитивное состояние материалов данной группы объясняется механизмом дисперсионного твердения сплавов. Эти сплавы имеют большое значение и составляют приблизительно 80% всех потребляемых в народном хозяйстве магнитнотвердых материалов.

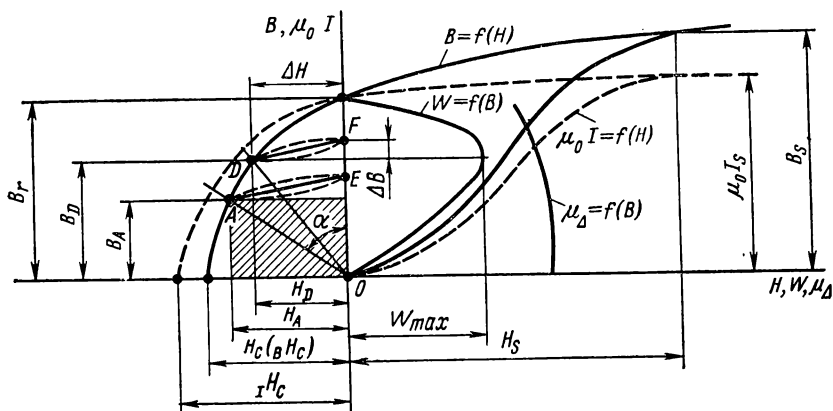
2. *Порошковые магнитнотвердые материалы*, получаемые путем прессования порошков с последующей термообработкой.

В зависимости от особенностей производства и физических процессов образования высококоэрцитивного состояния материалы (магниты) этой группы подразделяют на металлокерамические, металлопластические, оксидные и из микропорошков.

Металлокерамические магниты получают из металлических порошков путем прессования без связующего материала и спекания при высокой температуре. По магнитным свойствам они лишь немного уступают литым магнитам, но дороже последних.

Металлопластические магниты изготавливают, как и металлокерамические, из порошков, но прессуют вместе с изолирующей связкой и подвергают нагреву до невысокой температуры, необходимой для полимеризации связующего вещества. По сравнению с литыми магнитами они имеют пониженные магнитные свойства, но обладают большим электрическим сопротивлением, малой плотностью и относительно дешево.

Среди оксидных магнитов практическое значение имеют магниты на основе феррита бария и на основе феррита кобальта. Технология их производства имеет много общего с технологией производства магнитномягких ферритов. Бариевые магниты применяют как изотропные, так и анизотропные; кобальтовые — только анизотропные. Максимальная удельная магнитная энергия у оксидных магнитов ниже, чем у железоникельалюминиевых. Но оксидные магниты обладают большей коэрцитивной силой, дешевле, не содержат дефицитных элементов, а также имеют очень большое удельное электрическое



сопротивление, что позволяет применять их в высокочастотных устройствах. Существенным недостатком магнитов является значительная зависимость их свойств от температуры.

Магниты из микропорошков в основном изготавливают из железа или железа с кобальтом и на основе интерметаллического соединения марганец-висмут. Высококоэрцитивное состояние этих материалов объясняется особенностями намагничивания однодоменных частиц. Магниты из микропорошков имеют ограниченное применение.

3. *Прочие магнитнотвердые материалы.* К этой группе относят: устаревшие, но еще применяемые материалы, например мартенситные стали; материалы, к механическим или магнитным свойствам которых предъявляют особые требования, — пластически деформируемые сплавы, сплавы с особо высокой коэрцитивной силой на основе благородных металлов, эластичные магниты, магнитные ленты для звукозаписи; материалы, имеющие пока ограниченное применение, — например, сплавы на основе редкоземельных элементов.

Магнитотвердые материалы применяют для изготовления постоянных магнитов. При этом используется магнитная энергия, возникающая между полюсами магнита. Следовательно, магнитные цепи с постоянными магнитами должны быть разомкнутыми, т. е. иметь полезный (рабочий) воздушный зазор. Поток в зазоре возникает после намагничивания материала при кратковременном помещении его в сильное магнитное поле.

На рис. 2.32 приведены кривые, характеризующие магнитные свойства магнитотвердых материалов. В дальнейшем будем считать, что магнит намагничен до намагниченности насыщения I_s или соответственно до индукции насыщения B_s .

После снятия внешнего поля магнитные свойства материала характеризуются кривой размагничивания — участком гистерезисной петли, расположенным во втором квадранте. Положение рабочей точки A на этой кривой определяется конфигурацией магнитной цепи системы с постоянным магнитом. Индукцию B_A называют к а ж у щ е й с я о с т а т о ч н о й и н д у к ц и е й или остаточной индукцией в разомкнутой цепи.

Удельная магнитная энергия во внешнем пространстве

$$W_A, \text{ Дж/м}^3 = \frac{B_A H_A}{2}. \quad (2.19)$$

В некотором масштабе энергию W_A можно представить в виде площади прямоугольника со сторонами B_A и H_A (на рис. 2.32 прямоугольник заштрихован).

При изменении конфигурации магнитной цепи, например величины воздушного зазора, меняется положение рабочей точки на кривой размагничивания. Если цепь замкнута, то индукция будет наибольшей, равной остаточной индукции B , материала. Но так как воздушный зазор, где может быть использована энергия магнита, при этом отсутствует ($H = 0$), то $W = 0$. Второму предельному значению, при котором энергия также равна нулю, соответствует $H = H_c$; $B = 0$.

Из рис. 2.32 видно, что точке D соответствует наибольшее значение удельной магнитной энергии W_{\max} . Этот параметр является важнейшим при оценке качества магнитнотвердого материала. Иногда вместо энергии W_{\max} пользуются пропорциональной ей величиной $(BH)_{\max}$, называемой э н е р г е т и ч е с к и м п р о и з в е д е н и е м. Для применяемых материалов W_{\max} имеет значения приблизительно от 1 кДж/м³ (хромистая сталь) до 50 кДж/м³ (материал с магнитной и кристаллической текстурой). Для сплава SmCo_5 получена энергия W_{\max} свыше 80 кДж/м³, а для монокристалла $\text{SmCo}_{5,3}$ — 128 кДж/м³.

Максимальная энергия тем больше, чем больше остаточная индукция B_r , коэрцитивная сила H_c и к о э ф ф и ц и е н т в ы п у к л о с т и кривой размагничивания материала:

$$\gamma = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}. \quad (2.20)$$

При изображении кривых намагничивания в координатах $\mu_0 I = f(H)$ остаточная индукция сохраняет то же значение, что и в координатах $B = f(H)$, а коэрцитивная сила по намагниченности $I H_c \neq B H_c = H_c$.

В процессе эксплуатации магнита положение рабочей точки не остается постоянным. Изменение магнитного состояния происходит при этом по кривым возврата, представляющим собой частные

петли гистерезиса, одна из вершин которых лежит на кривой размагничивания. Кривые возврата являются весьма узкими, поэтому их обычно заменяют прямыми возврата (на рис. 2.32 прямые AE и DF). Ход прямой возврата оценивается коэффициентом возврата

$$\mu_{\Delta} = \frac{\Delta B}{\mu_0 \Delta H}, \quad (2.21)$$

где ΔB — изменение индукции, соответствующее изменению поля ΔH (см. рис. 2.32).

На рис. 2.32 представлена зависимость $\mu_{\Delta} = f(B)$. Чем меньше коэффициент возврата, тем меньше изменения кажущейся остаточной индукции в результате смещения положения рабочей точки. Значит, коэффициент возврата определяет в некоторой степени стабильность магнитной цепи.

Кроме основных магнитных свойств (W_{\max} и μ_{Δ}), при оценке магнитотвердых материалов могут оказаться существенными механические свойства (прочность), в процессе производства — обрабатываемость материала, а также плотность, электросопротивление, стоимость и др. Особенно важен в некоторых случаях вопрос стабильности магнитных свойств.

§ 2.13. Стабильность постоянных магнитов

Магнитный поток, создаваемый постоянным магнитом, меняется с течением времени и при воздействии внешних условий: магнитных полей, механических нагрузок, температуры, радиации, изменений магнитного сопротивления, от влияния соседних ферромагнитных масс.

Различают структурную и магнитную нестабильность.

Структурная нестабильность связана с кристаллическим строением, фазовыми превращениями, уменьшением внутренних напряжений и т. п. Магнитные свойства, изменяющиеся в результате структурной нестабильности (структурное старение), могут быть восстановлены только регенерацией структуры, например путем повторной термической обработки материала.

Степень структурного старения у разных материалов различна. Магниты из мартенситных сталей всегда подвергают искусственному старению, а для магнитов из сплавов Fe-Ni-Al в большинстве случаев этого не требуется.

Метод искусственного старения мартенситных сталей заключается в длительном выдерживании магнита при повышенной температуре; например, в кипящей воде (т. е. при 100°C) в течение 10—15 ч, что равносильно естественному старению в течение 10—15 лет.

Структурную стабильность сплавов Fe-Ni-Al-(Co) можно повысить частичным снятием напряжений посредством отпуска магнитов

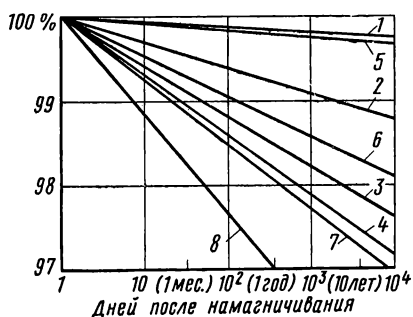


Рис. 2.33. Естественное магнитное старение магнитов из некоторых сплавов при комнатной температуре:

Кривая	Материал	B/H в рабочей точке магнита $\times 10^6$, Гн/м
1 2 3 4	ЮНДК24	13 28 16 6
5 6	ЮНДК25А	25 11,5
7 8	ЮНДК	21 11

размерами магнита (положением рабочей точки) и внешними условиями, в которых находится материал, — температурой, механическими напряжениями и т. п.

Магнитное старение постоянных магнитов в зависимости от вида материала и положения рабочей точки меняется от десятых долей процента до нескольких процентов в год.

На рис. 2.33 приведены зависимости, характеризующие временное магнитное старение магнитов из некоторых магнитотвердых материалов при разном положении рабочей точки (разном отношении B/H). Рис. 2.33 хорошо отражает логарифмический характер этих зависимостей (для оси времени взят логарифмический масштаб).

Рассмотрим магнитную нестабильность, вызванную изменением условий эксплуатации магнита. Наиболее наглядно это можно сделать, анализируя действие возмущающего поля $\pm \Delta H^*$ на систему, характеризующуюся рабочей точкой A , которой соответствует кажущаяся магнитная индукция B_A (рис. 2.34).

при повышенной температуре с последующим медленным охлаждением.

Магнитная нестабильность обуславливается изменением магнитной (доменной) структуры вещества, стремящейся к устойчивому термодинамическому равновесию как во времени (магнитное старение), так и при изменении внешних условий. Магнитная нестабильность может быть обратимой и необратимой. При возвращении внешних условий к исходным, когда магнитные свойства восстанавливаются, имеют место обратимые изменения, при наличии гистерезиса — необратимые. Необратимые изменения, вызванные магнитной нестабильностью, можно устранить повторным намагничиванием материала.

Магнитное старение происходит по закону, близкому к логарифмическому. Количественно оно определяется кривой размагничивания, относительными

* Влияние на магнитные свойства других причин — механических напряжений, изменения магнитного сопротивления и т. д. — можно рассматривать аналогичным образом, пользуясь понятием эквивалентного поля ΔH .

При действии поля $+\Delta H$ изменение магнитного состояния произойдет по прямой возврата AC и кажущаяся магнитная индукция станет равной B_C . После устранения поля магнитное состояние практически изменится по прямой CA и индукция возвратится к исходному значению B_A , т. е. произойдет обратимое изменение магнитных свойств.

При действии поля $-\Delta H$ рабочей станет точка F . После устранения поля магнитное состояние, изменяясь по прямой возврата EF , будет определяться точкой F и индукцией B_F , т. е. произойдет необратимое изменение свойств.

Уменьшить магнитную нестабильность можно путем устранения необратимых изменений, включая магнитное старение (магнитная стабилизация); затем оценить оставшиеся обратимые изменения.

Одним из основных методов магнитной стабилизации является частичное размагничивание магнита. Метод частичного размагничивания заключается в том, что намагниченный магнит подвергают воздействию переменного магнитного поля с убывающей до нуля амплитудой. В результате такой обработки дальнейшие изменения свойств магнита в известном диапазоне изменений внешних условий становятся обратимыми.

Из рис. 2.34 видно, что при воздействии на магнит убывающего переменного магнитного поля с начальной амплитудой $\pm\Delta H$ магнитное состояние, характеризуемое точкой A , изменится, перейдя на прямую возврата EK , и после снятия поля будет характеризоваться точкой F . Если после этого на магнит будут действовать возмущающие поля, не превышающие по величине $\pm\Delta H$, то они вызовут только обратимые изменения.

Такого рода стабилизация вызывает уменьшение магнитной индукции в зазоре от B_A до B_F , т. е. магнит частично размагничивается.

Исследования показали, что при частичном размагничивании уменьшаются необратимые изменения не только под влиянием внешних магнитных полей, но и под действием температуры, магнитного сопротивления цепи, ударов, тряски, вибраций, а также улучшается структурная стабильность.

Следует отметить, что степень изменения магнитной индукции под действием поля $\pm\Delta H$ зависит не только от величины этого поля, но также от величины коэффициента возврата, кривой размагничи-

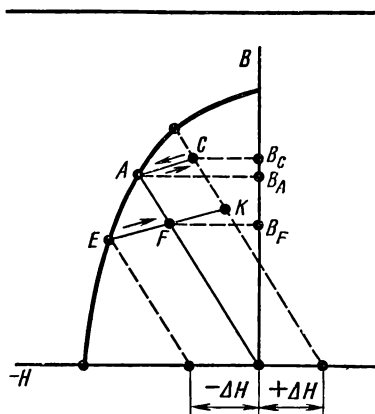


Рис. 2.34. Схематическое изображение действия внешнего магнитного поля на постоянный магнит

вания и положения рабочей точки. Так, для некоторых бариевых магнитов, у которых коэффициент возврата $\mu_{\Delta} \approx 1,1$ и кривая размагничивания представляет собой прямую линию, действие внешних полей вызывает практически только обратимые изменения свойств и, следовательно, в данном случае обработка переменным полем с убывающей до нуля амплитудой с целью повышения магнитной стабильности не имеет смысла.

В тех случаях когда к стабильности магнита предъявляются особенно высокие требования и при условии больших возможных изменений внешних условий, кроме частичного размагничивания, магниты подвергают термообработке и механическим воздействиям.

Термообработка состоит в том, что магнит после частичного размагничивания 3—5 раз нагревают и охлаждают до температуры несколько выше и несколько ниже наибольшей ожидаемой. Особенно большие изменения наблюдаются при этом после первого цикла, следующие циклы сказываются значительно меньше.

Механические воздействия также повторяют несколько раз, причем их величина должна превышать максимально возможную при эксплуатации.

В результате магнитной стабилизации (частичного размагничивания, термообработки и механических воздействий) необратимые изменения магнитной индукции уменьшаются до сотых долей процентов.

Дальнейшие изменения магнитных свойств стабилизированного магнита в некотором диапазоне изменений внешних условий (температуры, напряженности поля, механических воздействий) обратимы. Эти изменения можно оценивать с помощью соответствующих коэффициентов, например температурного коэффициента магнитной индукции

$$\alpha_B = \frac{\Delta B}{B \Delta t}, \quad (2.22)$$

где B — магнитная индукция при начальной температуре t ; Δt — изменение температуры; ΔB — изменение индукции, вызванное изменением температуры на Δt °С.

Подобным образом принято оценивать изменения и других параметров — коэрцитивной силы H_c , энергетического произведения $(BH)_{\max}$ и т. п.

Температурный коэффициент магнитной индукции зависит, кроме хими-

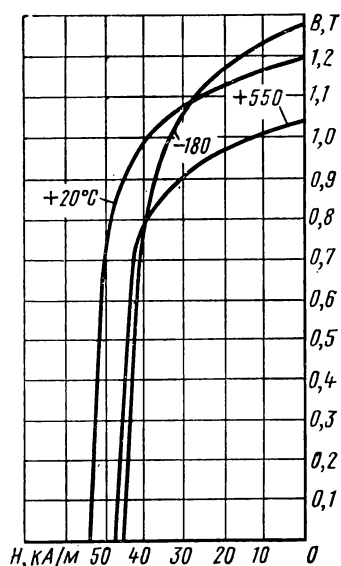


Рис. 2.35. Кривые размагничивания сплава ЮНДК24 при разных температурах

ческого состава и структуры материала, от относительных размеров магнита (коэффициента размагничивания), степени предварительного размагничивания, а также (в общем случае) от t_0 и Δt . На рис. 2.35 изображены кривые размагничивающего участка гистерезисной петли при разных температурах для сплава ЮНДК24; по ГОСТ 17809—72 предусмотрен выпуск нескольких марок сплавов этой группы, незначительно различающихся по химическому составу и свойствам (см. табл. 2.19). Из рисунка видно, что в зависимости от величины коэффициента размагничивания α_B может быть положительным, отрицательным и равным нулю.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что для определения обратимых температурных изменений надо знать не только вид сплава, но и положение рабочей точки магнита.

Для магнитов из феррита бария и сплавов Pt-Co температурный коэффициент магнитной индукции не зависит от положения рабочей точки магнита и равен приблизительно $-2 \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$ для феррита бария и $-0,15 \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$ для сплавов Pt-Co.

Иногда при эксплуатации постоянные магниты в течение продолжительного времени подвергаются воздействию высоких температур. При повышенных температурах (выше 200° С) наиболее приемлемыми являются сплавы ЮНДК24 и ЮНДК35Т5, так как наряду с высокой точкой Кюри ($\sim 850^\circ$ С) эти сплавы обладают высокой структурной стабильностью. До 500° С в этих сплавах не наблюдалось структурных изменений, влияющих на величину магнитного потока (при испытаниях в течение 1 года). При более высокой температуре время работы постоянных магнитов ограничено. После специальной структурной и магнитной стабилизации постоянные магниты из сплавов ЮНДК35Т5 стабильны в течение не менее 2000 ч при 600° С и 80 ч при 650° С, магниты из сплавов ЮНДК24 — 2000 ч при 500° С и 100 ч при 600° С. Общее старение магнита за это время не превышает 1%. При более высокой температуре магнитный поток в постоянных магнитах быстро падает [2.13].

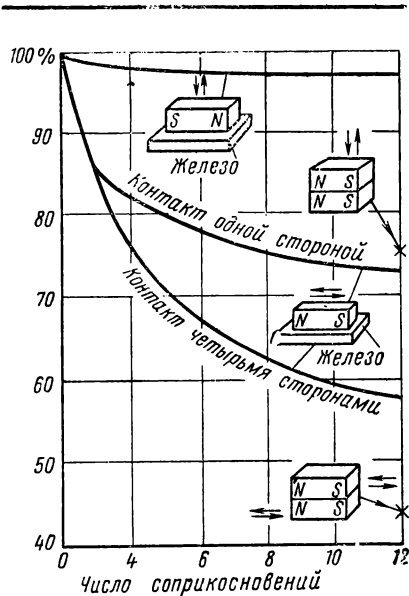


Рис. 2.36. Размагничивание магнитов в результате контактов с ферромагнитными массами или другими магнитами (стрелками указаны направления перемещения магнита при соприкосновении)

Свойства магнита могут существенно изменяться при контакте с другими магнитами или ферромагнитными массами. На рис. 2.36 приведены кривые снижения магнитной индукции в нейтральном сечении магнитов из сплавов ЮНДК24 и ЮНДК35Т5 с отношением длины к диаметру, равным 4, после приближения к ним других таких же магнитов или ферромагнитных масс. При хранении и эксплуатации магниты должны оберегаться от подобных контактов.

§ 2.14. Намагничивание и размагничивание постоянных магнитов

Для рационального использования магнитнотвердого материала он должен быть намагничен до насыщения, т. е. до предельной петли гистерезиса. Требуемые при этом значения намагничивающего поля H_{\max} для некоторых материалов указаны в табл. 2.18. Для других материалов оно должно определяться экспериментально. По ГОСТ 13601—68 достаточным считается такое значение H_{\max} , уменьшение которого на 25% не приводит к уменьшению остаточной индукции B_r и коэрцитивной силы H_c больше чем на 1%.

Кроме требования к величине намагничивающего поля, необходимо обеспечить также его определенную конфигурацию. Например, если материал является магнитноанизотропным, поле H_{\max} должно действовать по направлению текстуры, в дугообразном магните — по дуге и т. п.

Таблица 2.18

Значения намагничивающего поля H_{\max} для некоторых марок сплавов

Марка сплава	H_{\max} , кА/м (не менее)	H_{\max}/H_c
ЮНД4	240	6
ЮНД8	160	3,6
ЮНДК15	240	5
ЮНДК18	240	4,4
ЮНДК35Т5	400	3,6
ЮНДК24Т2	300	5
ЮНДК24	240	4,6

Обычно магниты (кроме магнитов из феррита бария) намагничивают после сборки системы, так как при этом индукция в рабочем зазоре оказывается больше, чем при намагничивании до сборки. Кроме того, при сборке системы с намагниченным магнитом возникают трудности технологического характера (необходимость в немагнитном инструменте, возможность засорения магнитной системы ферромагнитной пылью и т. п.).

Намагничивающее поле может быть весьма кратковременным, например импульсным. При решении вопроса о допустимой длительности импульса следует учитывать возможность возникновения вихревых токов, кото-

рые, экранируя внешнее поле, препятствуют проникновению его в толщу магнита, что приводит к неполному намагничиванию всего объема магнита.

Минимальную продолжительность импульса Δt , при котором весь объем магнита пронизывается магнитным полем, можно приближенно оценить следующим выражением:

$$\Delta t = 6,4\rho \frac{B}{H} D^2 \cdot 10^{-9} \text{с}, \quad (2.23)$$

где B — индукция в магните, Т; H — напряженность намагничивающего поля, кА/м; ρ — удельная проводимость материала магнита, Ом⁻¹·м⁻¹; D — эффективный диаметр магнита, м.

Намагничивание производят в специальных намагничивающих устройствах [2.15].

Наибольшее применение имеют намагничивающие установки постоянного тока (электромагниты, соленоиды) и импульсные. Иногда используют установки переменного тока и установки с одновременным питанием постоянным и переменным с убывающей до нуля амплитудой токами, что позволяет уменьшить требуемое для намагничивания до насыщения постоянное поле. Существуют также намагничивающие устройства с постоянными магнитами, но они пригодны только для намагничивания мелких магнитов.

Преимущества намагничивания в электромагнитах постоянного тока состоят в отсутствии влияния вихревых токов и возможности получения мощных полей (порядка 10^2 — $5 \cdot 10^3$ кА/м).

Наилучшим образом в электромагнитах можно намагничивать магниты в виде параллелепипедов, зажимая их между плоскопараллельными полюсами. Однако в подобных устройствах можно намагничивать магниты и другой формы. На рис. 2.37 показано правильное и неправильное расположение магнитов относительно полюсных наконечников электромагнита. Недостатками электромагнитов постоянного тока являются большие масса и габариты, сложность конструкции, необходимость в мощном источнике постоянного тока.

В импульсных установках широко распространены схемы с использованием зарядки и разрядки конденсаторов. Для исключения колебаний в таких схемах применяют различные выпрямляющие устройства, позволяющие пропускать ток в

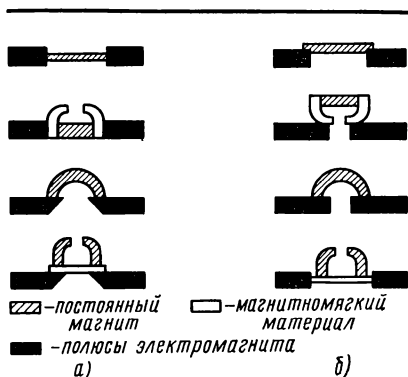


Рис. 2.37. Взаимное расположение магнита и полюсов намагничивающего устройства:

а — правильное; б — неправильное

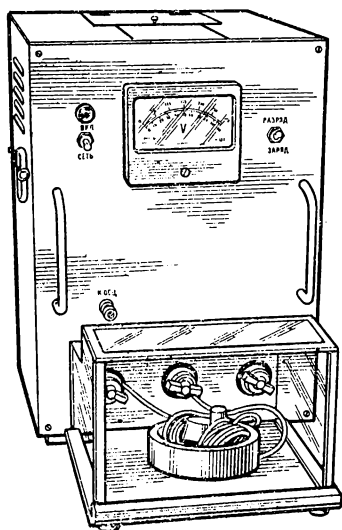


Рис. 2.38. Внешний вид импульсной намагничивающей установки УНИ-2

одном направлении, т. е. производить импульсное намагничивание.

Установки с импульсным намагничиванием накапливают энергию в конденсаторе длительно, а отдают ее в процессе разрядки за короткий промежуток времени. Поэтому для создания мощного импульса не требуется большого тока питания, что позволяет использовать для установки даже обычную осветительную сеть. К преимуществам импульсных установок относятся также их малые габариты и относительная простота устройства.

С помощью импульсных установок получают импульсы тока в диапазоне от нескольких тысяч до нескольких сотен тысяч ампер.

На рис. 2.38 показан внешний вид малогабаритной установки УНИ-2, позволяющий получать импульсы тока порядка 25 кА при длительности около 0,3 мс *. На установке осуществляют также частичное размагничивание.

На переднем плане рисунка виден выдвижной столик, на котором расположена магнитная система с намагничивающей обмоткой. Столик закрыт кожухом из плексигласа, обеспечивающим безопасную эксплуатацию установки. В торцах стенок кожуха, соприкасающихся с передней панелью установки, находятся штыри-выключатели, которые при выдвижении столика до упора входят в специальные гнезда и замыкают электрическую цепь заряда. Если кожух снят, цепь заряда разомкнута и потенциал на зажимах равен нулю.

Техника намагничивания зависит от формы и размеров магнита.

Размагничивание магнитов производят в разной степени и для разных целей. Например, для удобства транспортировки, сборки систем перед повторным намагничиванием магниты размагничивают полностью, для магнитной стабилизации или подгонки величины поля в зазоре — частично.

Полное размагничивание лучше всего можно обеспечить путем нагрева магнита выше точки Кюри. Однако этот способ из-за технических неудобств применяют редко. Обычно размагничивание производят посредством воздействия на магнит переменного (или непрерывно коммутируемого постоянного) поля с убывающей до нуля амплитудой. Существенным при этом является выбор частоты раз-

* Установка разработана в ЛЭТИ им. В. И. Ульянова (Ленина).

магнитизирующего поля, что связано с экранирующим действием вихревых токов, которое может привести к кажущемуся размагничиванию. Для массивных магнитов из материалов с относительно высокой проводимостью (литые магниты) нередко даже частота 50 Гц является слишком высокой.

Размагничивающие устройства представляют собой электромагниты, в зазор которых помещают и далее медленно выводят из него размагничиваемый магнит; соленоиды, вдоль оси которых перемещают магнит и т. п. Иногда применяют специальные схемы, например в описанной импульсной установке используют затухающие колебания в контуре $L - C$, где индуктивность L создается магнитом с наложенной на него размагничивающей обмоткой.

§ 2.15. Сплавы на основе Fe-Ni-Al

Сплавы Fe-Ni-Al являются важнейшими материалами для постоянных магнитов. Большую роль в образовании высококоэрцитивного состояния этих сплавов играет механизм дисперсионного твердения.

При охлаждении сплавов до определенной температуры, называемой температурой начала распада, происходит дисперсионный распад высокотемпературного твердого раствора на две фазы: β и β_2 . β -фаза близка по составу к чистому железу, т. е. сильномагнитна; ее выделения имеют форму пластинок однодоменной толщины. β_2 -фаза по составу близка интерметаллическому соединению Ni-Al и является слабомагнитной. Таким образом, получается система в виде немагнитной матрицы β_2 с однодоменными сильномагнитными включениями β .

Материалы, имеющие такую структуру, обладают большой коэрцитивной силой, так как их намагничивание происходит в основном за счет процессов вращения.

Особенности дисперсионного твердения позволили объяснить существование критической скорости охлаждения, при которой магнитные свойства (B_r , H_c и W_{\max}) получаются оптимальными. При условиях, отличных от оптимальных, β -фаза может оказаться обедненной железом, а β_2 -фаза, наоборот, обогащенной им, или не будет получена необходимая степень дисперсности и т. п., что вызывает уменьшение коэрцитивной силы.

Дальнейшие исследования показали также, что β_2 -фаза в сплаве находится в условиях сильного всестороннего сжатия, а β -фаза испытывает столь же сильные растягивающие напряжения со стороны β_2 -фазы, что обуславливает существование сильных структурных напряжений.

Сплавы Fe-Ni-Al без легирующих элементов не применяют ввиду их сравнительно низких магнитных свойств. Наиболее распространенными являются сплавы, легированные медью и кобаль-

том. Высококобальтовые сплавы, содержащие больше 15% Co, как правило, используют с магнитной или с магнитной и кристаллической текстурой.

Рассмотрим влияние различных элементов на свойства сплавов и особенности сплавов с магнитной и кристаллической текстурами.

Влияние никеля и алюминия. Практическое значение имеют сплавы, содержащие 12—35% Ni и 6,5—16% Al.

Наибольшей удельной энергией обладают сплавы с содержанием приблизительно 27,5% Ni и 14% Al. Однако критическая скорость охлаждения таких сплавов является высокой и не может быть обеспечена для массивных (более 0,2—0,3 кг) магнитов.

В некоторых случаях стремятся к получению не наибольшей величины W_{\max} , а определенного соотношения между B_r и H_c . Это может быть достигнуто как изменением состава сплава, так и выбором скорости охлаждения.

Влияние меди. В ГОСТ 17809—72 на сплавы Fe-Ni-Al для постоянных магнитов предусматривается производство сплавов только с медью (за исключением марки ЮНТС). Медь обеспечивает лучшую повторяемость характеристик, т. е. меньшую зависимость свойств сплавов от небольших изменений химического состава, наличия примесей и нарушения режима термообработки. Кроме того, медь улучшает механические свойства сплавов.

Влияние меди на магнитные свойства различно в зависимости от содержания в сплаве никеля и алюминия. Для сплавов со сравнительно небольшим количеством Ni наилучшие свойства возможны при содержании приблизительно 4% Cu. Для сплавов с большим количеством никеля (26—32%), по данным А. А. Шекалова, содержание меди целесообразно увеличивать до 8—12%. При этом в условиях оптимальной термической обработки свойства получаются в среднем на 20% выше, чем в сплавах без меди или с ее незначительным содержанием (4%). Недостатком сплавов с большим содержанием меди является высокая критическая скорость охлаждения, что ограничивает их применение простыми по форме магнитами.

Влияние кобальта. Легирование сплавов Fe-Ni-Al кобальтом позволяет существенно улучшить их магнитные свойства, не только увеличивая H_c , что можно сделать, добавляя Ni или Cu, но и повышая остаточную индукцию и коэффициент выпуклости.

Исследования показали, что и для кобальтовых сплавов легирование медью является полезным. Медь незначительно повышает магнитную энергию, но главным образом улучшает условия термической обработки. Это объясняется следующим образом. Кобальт существенно понижает критическую скорость охлаждения и распад твердого раствора идет очень вяло. Медь же повышает эту скорость. Однако это недостаточно, и для термообработки сплавов с кобальтом требуются два этапа: охлаждение с критической скоростью, что обеспечивает высокие B_r , и отпуск для получения большой коэрцитивной силы.

Влияние других элементов. Титан в количестве 0,2—0,5% увеличивает механическую прочность сплава за счет измельчения зерна, а при содержании 1,5—9% используется для получения сплавов с большой коэрцитивной силой и с различным отношением B_r/H_c .

Сера в количестве 0,1—0,2% повышает механические свойства сплава за счет измельчения зерна. Для сплавов с большим содержанием титана сера способствует образованию столбчатых кристаллов.

Ниобий в количестве 0,5—1,5% несколько повышает коэрцитивную силу.

Кремний в зависимости от состава сплава может быть вредной примесью или полезной легирующей добавкой. Так, например, в сплаве ЮНДК18С кремний вводят для повышения эффективности термомагнитной обработки сплава с пониженным содержанием кобальта и т. п.

Углерод и марганец являются вредными примесями. Наиболее опасной примесью является С, его содержание в сплаве в соответствии с принятыми стандартами не должно превышать 0,03%. Содержание Мп допускается не свыше 0,35%.

Особенности сплавов с магнитной текстурой. Магнитная текстура является результатом термомагнитной обработки, которая заключается в охлаждении сплава от высоких температур (1250—1300° С) в магнитном поле (не менее 120 кА/м) до 500° С. При этом возрастание магнитных характеристик происходит лишь в направлении действия поля, т. е. материал становится магнитноанизотропным.

Исследования показали, что применение термодобработки имеет смысл только для сплавов с большим содержанием кобальта. Например, для сплавов с 12% Со термомагнитная обработка увеличивает магнитную энергию приблизительно на 20%, а для сплавов с содержанием 20—25% Со в ряде случаев — на 80% и более. При этом H_c практически не меняется, растут B_r и коэффициент выпуклости γ кривой.

Влияние термомагнитной обработки на высококобальтовые сплавы объясняется действием кобальта в двух направлениях, который:

а) понижает температуру начала дисперсионного распада (с 950 в сплав без кобальта до 800° С в сплаве с 24% Со);

б) повышает точку Кюри сплава (соответственно с 730 до 850° С).

В результате этого к моменту высокотемпературного распада материал является ферромагнитным и внешнее магнитное поле благоприятствует росту выделений β -фазы в направлении действующего поля.

Таким образом, магнитная текстура связана с упорядоченным расположением пластинчатых выделений β -фазы, которые располагаются преимущественно под небольшими углами к направлению поля.



Рис. 2.39. Макроструктура столбчатых кристаллов сплава Fe-Ni-Al-Cu-Co

Намагничивание таких сплавов в основном происходит за счет процесса вращения. Так как конфигурация доменов в рассматриваемой системе является устойчивой, то намагниченность после снятия намагничивающего поля уменьшается очень мало ($B_r \rightarrow \mu_0 I_s$), только за счет небольшого обратного вращения, чего нет у нетекстурованных материалов.

Размагничивание возможно лишь за счет поворота магнитных моментов части доменов на 180° , для чего требуются большие поля, но после достижения этой величины поля процесс происходит быстро, т. е. кривая размагничивания стремится к прямоугольной форме.

Для увеличения в таких сплавах B_r в них уменьшают концентрацию Ni и Al и увеличивают содержание Fe как составляющей с большим насыщением.

Особенности сплавов с кристаллической и магнитной текстурами. Дальнейшее существенное повышение магнитных свойств сплавов Fe-Ni-Al-Cu-Co возможно путем создания магнитов с особой макроструктурой в виде столбчатых кристаллов (рис. 2.39). Кристаллическую текстуру получают в процессе особых условий охлаждения сплава. При этом наблюдается увеличение всех магнитных параметров: B_r , H_c , γ (наиболее существенно возрастает γ). Магнитная энергия магнитов повышается по сравнению с обычной кристаллизацией на 60—70%. Влияние макроструктуры в виде ориентированных столбчатых кристаллов на величину магнитной энергии объясняется главным образом тем,

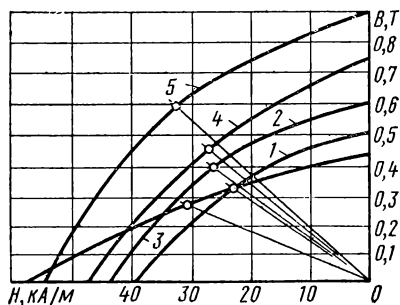


Рис. 2.40. Кривые размагничивания: 1 — ЮНД4; 2 — ЮНД8; 3 — ЮНТС; 4 — ЮНДК15; 5 — ЮНДК18

что кристаллографическая текстура создается в направлении легкого намагничивания, а, как показывают опыты, проведенные на монокристаллах, гистерезисная петля в этом направлении имеет наибольшие значения B_r и H_c . В табл. 2.19 приведены характеристики сплавов Fe-Ni-Al, а на рис. 2.40—2.46 — кривые размагничивания материалов. Кривые размагничивания построены по предельно допустимым ГОСТ 17809—72 значениям

магнитных параметров [отношение B/H в точке $(BH)_{\max}$ усреднено]. Прямые на рис. 2.40—2.46 соединяют начало координат с точкой $(BH)_{\max}$.

Вопросы технологии изготовления литых магнитов. Сплавы, применяемые для постоянных магнитов, относятся к прецизионным, т. е. к таким, качество которых в большой степени зависит от выполнения технологии. Даже небольшие отклонения в составе шихты, организации процесса литья и режима термической обработки приводят к браку.

Резку шихтовых материалов для загрузки в тигель производят на пресс-ножницах. Методы, связанные с нагревом (автоген или электрорезка), применять не рекомендуется. Все материалы перед загрузкой тщательно очищают от грязи, масла, окислов и т. п. В шихту может добавляться литейный возврат.

Плавку производят обычно в высокочастотных индукционных печах, которые для получения высококачественного сплава обеспечивают необходимые условия: энергичное перемешивание металла, быстроту плавки (плавка в 3 кг осуществляется приблизительно за 5 мин; в 10 кг — за 25—30 мин; в 100 кг — за 45—60 мин), уменьшение насыщения газами. Последнее условие обеспечивается потому, что отношение поверхности ванны к массе плавки у высокочастотных печей по сравнению с другими печами наименьшее.

Порядок плавки следующий. Вначале в ванну загружают и

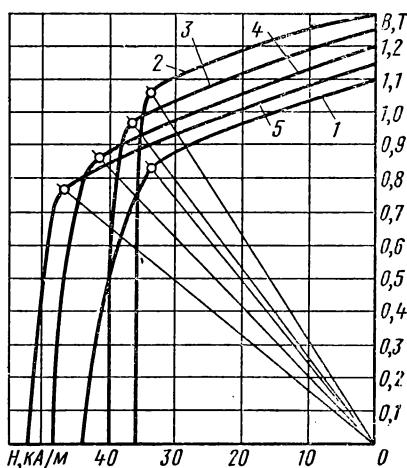


Рис. 2.41. Кривые размагничивания:
1 — ЮНДК18С; 2 — ЮН13ДК24С; 3 — ЮН13ДК24; 4 — ЮН14ДК24; 5 — ЮН15ДК24

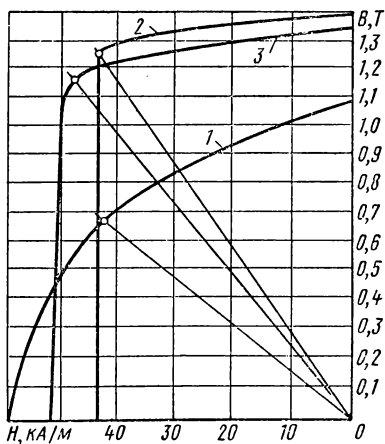


Рис. 2.42. Кривые размагничивания:
1 — ЮН14ДК24Т2; 2 — ЮН13ДК25БА; 3 — ЮН14ДК25А

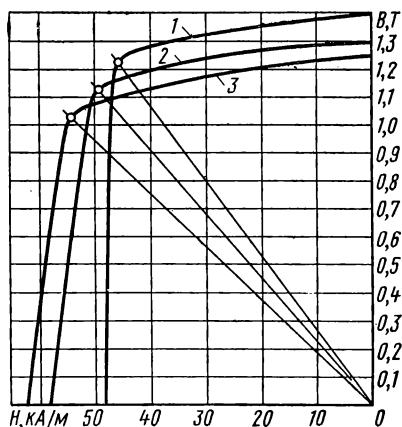


Рис. 2.43. Кривые размагничивания:
1 — ЮН13ДК25БА; 2 — ЮН14ДК25БА;
3 — ЮН15ДК25БА

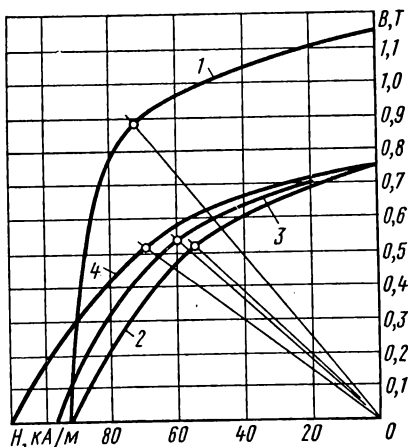


Рис. 2.44. Кривые размагничивания:
1 — ЮНДК31Т5БА; 2 — ЮНДК34Т5;
3 — ЮНДК35Т5Б; 4 — ЮНДК35Т5

расплавляют железо, затем вводят никель, кобальт, медь и последним алюминий, который добавляют быстро, крупными кусками. Содержимое ванны перемешивают и выдерживают в течение 2—3 мин, затем очищают поверхность от шлака и ведут разливку.

Тигель имеет поворотное устройство для разливки сплава в ковш или опоки. Качество сплава существенно зависит от его температуры при разливке, которая должна быть в пределах 1500—1550° С. Понижение температуры приводит к появлению сыпи и холодных спаев (как бы разделения магнита на части), а повышение ухудшает механические свойства (увеличивает хрупкость). Разливку надо вести быстро, не допуская разрыва струи металла.

Применяют разные формы литья магнитов: в землю и в сухие формы (наиболее распространенные), по выплавляемым моделям, в металлические формы, т. е. в кокиль.

При литье в землю форма представляет собой стопу, состоящую из 5—8 опок. Высота опоки определяется требованиями прочности, обычно она составляет 60—80 мм, для магнитов сложной формы — 120—180 мм. Опоки (кроме нижней) пронизывают вертикальным стояком с ответвляющимися от него шлаковиками. Расход сплава на стояк и шлаковики составляет (для мелких магнитов) до 90% общей массы металла. Образование паров при заливке вызывает возникновение пористости и раковин. Размеры магнитов в верх-

них и нижних опоках (из-за того, что земля может раздаваться под действием веса металла) различные. Например, для магнита массой в 300 г разница размеров верхних и нижних магнитов может достигать 1,5 мм, поэтому вводят большие припуски. Для получения требуемых размеров магниты шлифуют.

Сухие формы изготавливают следующим образом. На стальную шлифованную плиту 1 (рис. 2.47) с калеными и хромированными моделями 2 надевают кольцо 3. Затем форму набивают массой 4, состоящей из кварцевого песка и 2—3% крепителя. Форму закрывают крышкой 5 и переворачивают, после чего плиты 1 и кольцо 3 снимают. Формы сушат в печи при температуре 250°С в течение 1—2 ч. Изготовленная таким образом форма обладает хорошей газопроницаемостью. Высота формы определяется высотой магнита плюс 5—10 мм, т. е. значительно меньше высоты опоки при литье в землю. Сухие формы позволяют делать стопу в 80—100 опок вместо 5—8 опок при литье в землю. Это значительно увеличивает производственные возможности при тех же площадях.

Литье по выплавляемым моделям заключается в следующем. Пресс-форму заполняют легкоплавкой массой (например, смесью стеарина и парафина сметанообразной консистенции), которая застывает, приобретая форму магнита. Полученную модель погружают в жидкость, обладающую свойством смачивать ее поверхность, затем вынимают из ванны, помещают под

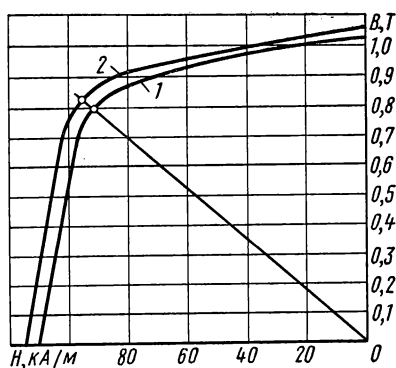


Рис. 2.45. Кривые размагничивания: 1 — ЮДК35Т5БА; 2 — ЮДК35Т5АА

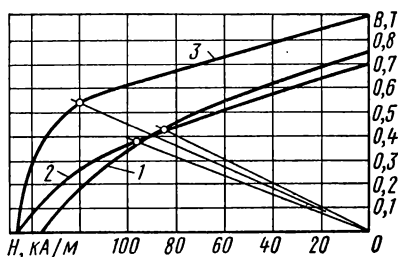


Рис. 2.46. Кривые размагничивания: 1 — ЮДК38Т7; 2 — ЮДК40Т8; 3 — ЮДК40Т8АА

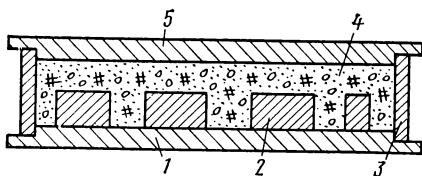


Рис. 2.47. Схема изготовления сухой формы

струю песка и просушивают на воздухе. Такую операцию проделывают до тех пор, пока на модели не образуется достаточно толстый слой песка. Потом массу выплавляют горячей водой и полученную форму просушивают при 750—850° С. Изготовленные литьем по выплавляемым моделям магниты имеют хорошее качество поверхности, точно выдержанные размеры (соответствующие классам точности 4 и 5) и не требуют дополнительной механической обработки.

Т а б л и ц а 2.19

Магнитные свойства сплавов (ГОСТ 17809—72)

Марки сплавов	W_{\max} , кДж/м³	H_c , кА/м	Остаточная индукция B_r , Т	Тип кристаллической структуры
	не менее			
ЮНД4	3,6	40	0,50	Равноосная
ЮНД8	5,1	44	0,60	
ЮНТС	4,0	58	0,43	
ЮНДК15	6,0	48	0,75	
ЮНДК18	9,7	55	0,90	
ЮНДК18С	14	44	1,10	
ЮН13ДК24С	18	36	1,30	
ЮН13ДК24	18	40	1,25	
ЮН14ДК24	18	48	1,20	
ЮН15ДК24	18	52	1,15	
ЮН14ДК24Т2	15	60	1,10	
ЮН13ДК25А	28	44	1,40	Столбчатая
ЮН14ДК25А	28	52	1,35	
ЮН13ДК25БА	28	48	1,40	
ЮН14ДК25БА	28	58	1,30	
ЮН15ДК25БА	28	62	1,25	
ЮНДК31Т3БА	32	92	1,15	
ЮНДК34Т5	14	92	0,75	Равноосная
ЮНДК35Т5Б	16	96	0,75	
ЮНДК35Т5	18	110	0,75	
ЮНДК35Т5БА	36	110	1,02	Столбчатая
ЮНДК35Т5АА	40	115	1,05	Монокристаллическая
ЮНДК38Т7	18	135	0,75	Равноосная
ЮНДК40Т8	18	145	0,70	Монокристаллическая
ЮНДК40Т8АА	32	145	0,90	Равноосная

Примечание. В обозначениях марок сплавов буквы означают: Б — ниобий; Д — медь; К — кобальт; Н — никель; Г — кремний; Т — титан; Ю — алюминий; А — столбчатая кристаллическая структура; АА — монокристаллическая структура. Цифры указывают процентное содержание элемента.

Недостатком метода является высокая стоимость, что однако окупается при изготовлении магнитов сложной формы.

Литье в кокиль применяют редко. Преимущество этого метода заключается в возможности изготовления магнитов высоких классов точности, а также в долговечности формы, которая может выдерживать тысячи отливок. Недостатком является большая скорость охлаждения сплава, что вызывает ухудшение магнитных свойств, а также может служить причиной образования трещин, раковин и других дефектов. Для устранения этих недостатков перед разливкой металла формы подогревают, а сплавы подбирают с большой критической скоростью охлаждения.

В большинстве случаев для получения оптимальных свойств магнит подвергают специальной термообработке, различной в зависимости от характера производства (массовое или мелкосерийное), а также от марки сплава и размеров магнита.

Как уже указывалось, для образования магнитной текстуры материал подвергают термомагнитной обработке, которая состоит в том, что магнит, нагретый до температуры $1250\text{--}1300^\circ\text{C}$, остывает в магнитном поле не менее $160\text{--}200\text{ кА/м}$ до 600°C .

При мелкосерийном производстве возможно остывание магнитов между полюсами электромагнита непосредственно после отливки, т. е. в опоках. Однако при этом электромагнит не может быть использован эффективно, так как между полюсами нельзя обычно поместить больше одной опоки. Преимущество метода заключается в том, что не требуется повторный нагрев магнита, т. е. исключается одна технологическая операция и, следовательно, обеспечивается экономия электроэнергии. Чаше применяют метод, при котором магниты вынимают из опок, обрубая литники, обрабатывают на пескоструйном аппарате, нагревают до требуемой температуры и помещают в магнитное поле. В этом случае полезный зазор электромагнита может быть использован значительно эффективнее, чем при остывании в опоках.

Скорость остывания в магнитном поле существенно влияет на магнитные свойства. Поэтому в зависимости от размеров и формы магнита экспериментально подбирают наивыгоднейшие условия охлаждения. В некоторых случаях при остывании магниты оставляют открытыми, а иногда их прикрывают асбестом или даже помещают в камеру, нагретую до $500\text{--}600^\circ\text{C}$. Обработанный указанным образом магнит приобретает магнитную текстуру.

Для увеличения H_c все магниты с магнитной текстурой подвергают отпуску, после чего размагничивают, а затем обрабатывают механически.

Отметим некоторые особенности производства материалов с двойной (магнитной и кристаллической) текстурой.

Кристаллическая текстура придается материалу в процессе особых условий охлаждения сплава, залитого в форму.

Форму, выполненную, например, в виде кварцевой трубки, помещают в индукционную печь, внутрь которой вставлен нагреватель — графитовая трубка большего диаметра, чем кварцевая трубка. Нагреватель выполняет одновременно и роль электромагнитного экрана, предохраняя сплав от перемешивания токами высокой частоты, иначе было бы невозможно образование кристаллической текстуры.

Форму располагают на холодильнике, который может представлять, например, медный пустотелый сосуд с водяным охлаждением. Для предохранения поверхности холодильника, соприкасающейся со сплавом, от разрушения, на дно формы помещают пластинку из никеля. Чтобы не было выброса расплавленного металла через низ, форму обмазывают по наружным краям смесью кварцевого песка с жидким стеклом. Перед заливкой форму прогревают до $1400\text{—}1450^\circ\text{C}$, т. е. выше температуры затвердевания сплава, что исключает кристаллизацию с боковой поверхности.

Температура расплавленного в другой индукционной печи и заливаемого через промежуточный ковш металла равна $1520\text{—}1560^\circ\text{C}$. Через несколько минут после заливки в месте соприкосновения с холодильником образуется твердый слой металла. Затем холодильник с формой начинают медленно (со скоростью, равной приблизительно 5 мм/мин) опускать.

Полученная таким образом отливка имеет кристаллическую текстуру, направленную по продольной оси формы. Далее отливку обрабатывают, как и магниты с магнитной текстурой.

Вместо кварцевой трубки можно применять формы, изготовленные методом литья по выплавляемым моделям.

Данный способ позволяет получать образцы со столбчатой структурой на всю длину отливки, до 250—300 мм. Недостатками метода являются низкая производительность и относительная сложность, что препятствует его применению при массовом производстве.

Способ образования кристаллической текстуры при внепечной кристаллизации с односторонним металлическим холодильником в виде массивной медной плиты отличается простотой и высокой производительностью. Данный способ основан на применении многогнездовой формы с тонкими перемычками, обеспечивающими взаимный обогрев отливок в процессе кристаллизации. Указанную форму нагревают в камерной печи до температуры $1300\text{—}1350^\circ\text{C}$ и перед заливкой устанавливают на холодильник. Температура металла в момент заливки должна быть не менее 1500°C . Одновременно может быть получено несколько десятков магнитов (по количеству гнезд в форме). Недостаток этого метода состоит в том, что длина образцов ограничена (60—70 мм).

В заключение рассмотрим вопросы, связанные с механической обработкой и монтажом магнитов из сплавов Fe-Ni-Al.

Ввиду особой хрупкости и высокой твердости этих сплавов их обработка на металлорежущих станках затруднена. Смягчающий отжиг или изменение химического состава в заводских условиях используют мало. Выполнимой операцией является шлифовка.

Магниты шлифуют на различных плоскошлифовальных или круглошлифовальных станках. Шлифовку рекомендуется проводить в два этапа: грубую (черновую) до термической обработки со съемом металла за проход 0,1—0,25 мм и тонкую (чистовую) после термической обработки со съемом металла за проход 0,01—0,02 мм. Шлифовка в один этап увеличивает брак по трещинам.

Применяют также электроискровой и другие электрические методы обработки, но они требуют специального оборудования, не позволяют выполнять все требуемые операции (чистовую обработку) и освоены далеко не на всех заводах.

Изучают и осваивают различные методы механической обработки сплавов Fe-Ni-Al с применением алмазного инструмента, ультразвука, электрохимический и др.

Особенности механических свойств магнитов из сплавов Fe-Ni-Al (невозможность выполнения резьбы, трудности осуществления отверстий и т. п.) требуют специальных решений при монтаже магнитной системы. Например, в магнитах делают канавки, применяют литье на стальные или бронзовые втулки под отверстия (литье со стержнями) и т. п.

Кратко остановимся на выборе марок сплавов.

Безкобальтовые сплавы (ЮНД и др.) являются самыми дешевыми и не содержат дефицитных компонентов. Однако их свойства относительно низки. Сплавы ЮНДК15 и ЮНДК18 применяют, когда требуются относительно высокие магнитные свойства и материал не должен обладать магнитной анизотропией. Сплавы с 24% Со (ЮН13ДК24 и др.) обладают высокими магнитными свойствами в направлении магнитной текстуры, полученной в результате термомагнитной обработки, и разными отношениями B_r/H_c в точке W_{max} . Эти сплавы хорошо технологически освоены и имеют широкое применение.

Сплавы с направленной кристаллизацией, например ЮН13ДК25БА, ЮНДК35Т5БА и др., обладают наибольшей энергией W_{max} и, следовательно, могут обеспечить наименьшие массу и габариты магнитных систем.

В тех случаях, когда система сильно разомкнута, используют сплавы с наиболее высокой коэрцитивной силой, например титанистый сплав ЮНДК40Т8.

Сплавы с монокристаллической структурой (ЮНДК35Т5АА и ЮНДК40Т8АА) по сравнению со сплавами с направленной кристаллизацией обладают следующими преимуществами:

а) более высокими магнитными свойствами (за счет дальнейшего совершенствования структуры);

б) наличием трех взаимно перпендикулярных направлений, в которых свойства оптимальны (вместо одного в сплавах с направленной кристаллизацией);

в) лучшими механическими свойствами.

Промышленность монокристаллы производит пока весьма ограниченно.

§ 2.16. Магниты из порошков

К преимуществам порошковой металлургии относятся высокая производительность и возможность автоматизации производства, почти полное отсутствие потерь металла, а также получение изделий высоких классов точности, не требующих дополнительной механической обработки.

Однако в связи с необходимостью изготовления дорогих пресс-форм и использования специализированного оборудования (прес-сов, печей с защитной атмосферой и др.) методы порошковой металлургии экономически выгодно применять для массового производства только небольших (массой до нескольких сот граммов) магнитов или магнитов сложной конфигурации. Как было указано в § 2.12, магниты, получаемые методами порошковой металлургии, можно подразделить на металлокерамические, металлопластические, оксидные и из микропорошков.

Для первых двух групп магнитов физические процессы образования высококоэрцитивного состояния зависят от тех же причин, что и для монокристаллических магнитов; для двух других групп необходимым условием получения высококоэрцитивных свойств является измельченное состояние материала.

Металлокерамические магниты

Металлокерамические магниты изготавливают из сплавов Fe-Ni-Al-Co, а также из деформируемых сплавов Cu-Ni-Co, Cu-Ni-Fe, Fe-Co-Mo, Pt-Co и Ag-Mn-Al, которые можно обрабатывать давлением и резанием. Однако даже для этих сплавов во многих случаях экономически более выгодна металлокерамическая технология, чем обработка на станках.

При изготовлении металлокерамических магнитов на основе Fe-Ni-Al алюминий вводят в виде железоалюминиевой лигатуры (сплав из 50% Fe и 50% Al), отлитой и размолотой в порошок. Измельчение литых сплавов или порошков элементов, входящих в сплав, не обеспечивает получения высоких магнитных свойств, так как в первом случае из-за плохого сцепления частиц сильно снижается B_r , а во втором происходит окисление алюминия, и состав сплава произвольно меняется.

Магнитные свойства металлокерамических магнитов по сравнению с монокристаллическими изменяются главным образом из-за повышенной

пористости материала. Причем B_r , γ и W_{\max} уменьшаются, а коэрцитивная сила практически не меняется.

Уменьшить пористость металлокерамических магнитов можно введением легирующих присадок, выбором давления при прессовании и условий спекания, а также применением двукратного прессования и спекания в атмосфере водорода.

К качеству водорода и конструкции печи при этом предъявляются очень высокие требования. Водород применяют не технический, а тщательно очищенный и высушенный. Печи должны быть сконструированы так, чтобы в рабочей камере не образовывались пары воды и газы. Изготовленные таким образом магниты подвергают термической, а из высококобальтовых сплавов и термомагнитной обработкам.

Пористость металлокерамических магнитов в пределах 3—5% вызывает снижение W_{\max} и B_r на 10—20%. Однако в результате тщательной технологической обработки возможно получение металлокерамических магнитов без ухудшения свойств. По механической прочности металлокерамические магниты примерно в 3—6 раз превосходят литые.

Металлокерамическая технология позволяет получать магниты с арматурой (полюсными наконечниками, магнитопроводами и т. п.), т. е. целиком магнитные системы. Такие системы изготавливают в одной пресс-форме путем совместного прессования смеси порошков магнитнотвердого материала и железа с последующим спеканием.

В табл. 2.20 приведены магнитные свойства металлокерамических магнитов.

Т а б л и ц а 2.20

Магнитные свойства металлокерамических магнитов
(ГОСТ 13596—68)

Марка магнита	B_r , Т (не менее)	H_c , кА/м (не менее)	W_{\max} , кДж/м ³ (не менее)	B_D , Т	H_D , кА/м
ММК1	0,60	24	3	0,35	17
ММК2	0,48	39	3,5	0,30	23
ММК3	0,52	44	4	0,30	27
ММК4	0,55	40	4,5	0,30	30
ММК5	0,60	44	4,7	0,35	27
ММК6	0,65	44	5	0,40	25
ММК7	0,95	44	10,5	0,60	35
ММК8	1,10	40	14	0,80	35
ММК9	0,75	80	12	0,45	54
ММК10	0,80	100	15	0,53	57
ММК11	0,70	128	16	0,40	80

Примечания: 1. Величины B_D и H_D являются факультативными.

2. Магнитные свойства магнитов из анизотропных сплавов ММК7 — ММК11 определяются в направлении магнитного поля, налагаемого при термомагнитной обработке.

Металлопластические магниты

Металлопластические магниты имеют более простую технологию изготовления, чем металлокерамические, но магнитные свойства хуже. Наиболее часто применяемая технология изготовления металлопластических магнитов заключается в следующем.

Порошок, полученный из литых заготовок сплавов Fe-Ni-Al или Fe-Ni-Al-Co, смешивают с твердым порошкообразным диэлектриком (иногда с жидким связующим компонентом), например с фенольной смолой, и прессуют под сравнительно невысоким давлением — около $5 \cdot 10^2$ МПа (5 Т/см^2). Далее заготовки нагревают до $120\text{—}180^\circ \text{С}$ и выдерживают при этой температуре несколько часов для полимеризации связующего компонента.

Полученные магниты имеют точные размеры, так как нагревание до невысокой температуры не вызывает деформаций и обеспечивает высокое качество поверхности.

Механические свойства у металлопластических магнитов в несколько раз выше, чем у литых, а магнитные свойства значительно ниже: H_c меньше приблизительно на 10%, B_r — на 35—50%, W_{max} — на 40—60%; коэффициент выпуклости кривой размагничивания также меньше, чем у литого материала.

Пониженные магнитные свойства объясняются большим содержанием (до 30% по объему) неферромагнитного компонента.

Снижение магнитных свойств у металлопластических магнитов до некоторой степени компенсируется уменьшением плотности до $(5,0\text{—}5,6) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ вместо $(7,0\text{—}8,0) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ у литых, поэтому разница в величине энергии при пересчете на единицу массы заметно уменьшается. Металлопластические магниты обладают большим удельным электрическим сопротивлением, что позволяет применять их в переменном магнитном поле.

Оксидные магниты и магниты из микропорошков

Для изготовления оксидных магнитов используют главным образом два соединения: феррит бария $\text{BaO} \cdot 6 \text{Fe}_2\text{O}_3$ и феррит кобальта $\text{CoO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ (вектолит).

К магнитам из микропорошков относятся магниты из железа, железо-кобальта и интерметаллического соединения Mn-Bi.

Природа высококоэрцитивного состояния оксидных магнитов и магнитов из микропорошков в значительной степени объясняется процессами перемагничивания однодоменных частиц.

Как было показано (см. § 1.9), коэрцитивная сила H_c при этом может быть представлена в виде суммы трех слагаемых: KH_c — от кристаллографической анизотропии, NH_c — от анизотропии формы частиц, σH_c — от механических напряжений. Практически для получения материалов с большой H_c используют только две

первые составляющие. Отметим, что KH_c пропорциональна константе кристаллографической анизотропии K_1 и обратно пропорциональна намагниченности насыщения I_s , а NH_c — пропорциональна произведению намагниченности насыщения на разность коэффициентов размагничивания частицы по продольной ее оси N_a и в поперечном направлении N_b .

Теоретически самыми перспективными материалами в отношении получения наибольшей энергии являются порошки из железа и сплава Fe-Co. Однако возможности этих материалов использованы пока приблизительно на 10%, в то время как возможности бариевых ферритов реализованы почти на 90% (табл. 2.21).

Объясняется это тем, что для бариевых ферритов K_1 велико, а I_s мало. Следовательно, KH_c , имеющее большое значение, в основном и определяет значение H_c . Кроме того, критический размер $D_{кр}$ однодоменных частиц феррита бария составляет сравнительно большую величину. Получение частиц таких размеров без выполнения условия их удлиненной формы является практически разрешимой задачей.

Для железа и железо-кобальта K_1 мало, а I_s велико. Следовательно, составляющая KH_c мала и существенное увеличение H_c может быть достигнуто только в результате использования анизотропии формы частиц. Но для этого требуется получение частиц определенной формы, имеющих размеры 0,01—0,1 мкм, параллельное их расположение и оптимальная плотность упаковки, что связано с большими технологическими трудностями.

Т а б л и ц а 2.21

Свойства материалов для постоянных магнитов из микропорошков

Материал	B_r , Т	IH_c , кА/м	H_c , кА/м	W_{max} , кДж/м ³
Сплав Mn-Bi: теоретически верхний предел практически достигнутое значение	0,78 0,48	2960 480	625 294	60,8 21,6
Бариевый феррит: теоретически верхний предел практически достигнутое значение	0,47 0,4	1360 320	373 230	21,6 15
Железо: теоретически верхний предел практически достигнутое значение	1,43 0,9	288 95	288 90	154 14
Железо-кобальт: теоретически верхний предел практически достигнутое значение	1,63 1,1	328 84	328 82	199,6 26

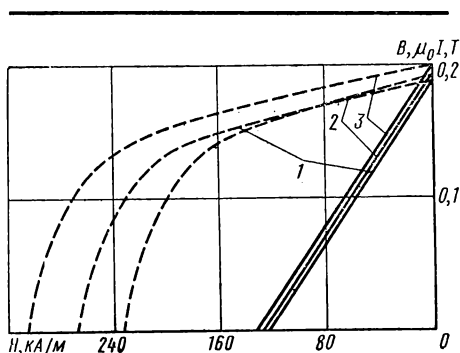


Рис. 2.48. Кривые размагничивания изотропных бариевых магнитов:

1 — ИБИ; 2 — ИБИ1; 3 — ИБИ2 (зависимости $B = f(H)$ — сплошные линии; $\mu_0 I = f(H)$ — пунктирные линии)

Бариевые магниты. Феррит бария в отличие от магнитномягких ферритов имеет не кубическую, а гексагональную кристаллическую решетку с одноосной анизотропией. Магнитные свойства его обуславливаются нескомпенсированным антиферромагнетизмом (ферримagnetизмом), для которого характерно низкое (по сравнению с металлическими магнитными материалами) значение остаточной индукции.

Промышленность выпускает две группы бариевых магнитов: изотропные (БИ) и анизотропные (БА).

Технология изготовления магнитов БИ в принципе не отличается от описанной технологии магнитномягких ферритов.

Особенности производства магнитов БА заключаются в том, что после второго сухого помола производят мокрый помол, отстаивание массы и затем прессование в магнитном поле. Мокрый помол обеспечивает лучшее измельчение частиц. Для прессования в магнитном поле массу сметанообразной консистенции заливают в прессформу, которую помещают внутрь намагничивающей катушки. Кратковременным включением и выключением тока производится магнитная встряска массы. Намагничивающий ток должен иметь такую величину, чтобы в конце прессования напряженность магнитного поля составляла 640—800 кА/м. В начале прессования напряженность должна быть не менее 160—240 кА/м. Начальное поле является определяющим, потому что оно приложено тогда, когда частицы находятся во взвешенном состоянии. Путем медленной подачи давления производится прессование и одновременно с помощью насоса — откачка воды. После выключения намагничивающего тока и насоса изделие размагничивается за счет включения и выключения тока, имеющего обратное по сравнению с намагничивающим током направление.

Кроме приведенной технологической схемы изготовления бариевых магнитов применяют и другие. Например, сухое прессование магнитов БА при высоких давлениях без органического пластификатора.

Магнитные параметры бариевых магнитов приведены в табл. 2.22, кривые размагничивания — на рис. 2.48 и 2.49.

Бариевые магниты по сравнению с литыми магнитами обладают очень большой коэрцитивной силой и малой остаточной индукцией.

Точке на кривой размагничивания, для которой энергия максимальна, соответствует большое значение коэффициента размагничивания. Поэтому бариевые магниты целесообразно изготавливать в виде колец, дисков (с отношением $D/l \approx 5-10$) и т. п., намагничиваемых в аксиальном направлении. Вследствие большой величины H_c бариевые магниты обладают высокой стабильностью при воздействии магнитных полей, тряски, ударов и структурного старения.

Бариевые магниты можно намагничивать до сборки системы, поскольку у них кривая возврата практически совпадает с кривой размагничивания *. Удельное сопротивление у бариевых магнитов в миллионы раз выше, чем у металлических материалов, что практически исключает возможность возникновения в них вихревых токов и позволяет использовать в магнитных цепях, подвергающихся воздействию полей высокой частоты. Большое преимущество бариевых магнитов состоит в том, что они не содержат дефицитных и дорогих материалов. Бариевые магниты приблизительно в 10 раз дешевле магнитов из ЮНДК24.

К недостаткам бариевых магнитов следует отнести плохие механические свойства (высокие хрупкость и твердость) и, самое главное, большую зависимость магнитных свойств от температуры. Температурный коэффициент остаточной магнитной индукции для

* Для БА кривые возврата для точек выше W_{\max} совпадают с кривой размагничивания, а ниже W_{\max} идут параллельно ее верхней ветви.

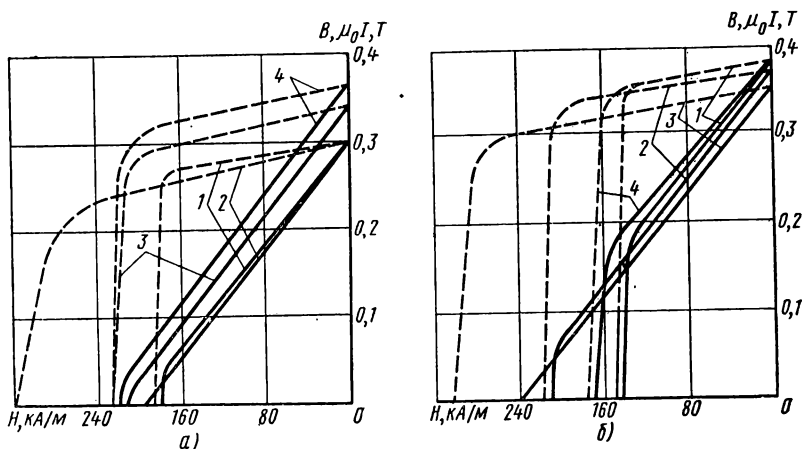


Рис. 2.49. Кривые намагничивания анизотропных бариевых магнитов:

а: 1 — 2БА; 2 — 2БАІ; 3 — 2,3БА; 4 — 2,8БА; б: 1 — 3БА; 2 — 3БАІ; 3 — 3БА2; 4 — 3,1БА (зависимости $B = f(H)$ — сплошные линии; $\mu_0 I = f(H)$ — пунктирные линии)

бариевых магнитов составляет приблизительно $-2 \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$, т. е. в 10 раз больше, чем у литых магнитов.

Кроме того, они обладают необратимостью свойств при охлаждении, т. е. после охлаждения и последующего нагрева до первоначальной температуры магнитные свойства не восстанавливаются. При повторном понижении температуры B практически не изменяется.

Т а б л и ц а 2.22

Магнитные свойства бариевых магнитов

Марка материала	B_r , Т	H_c , кА/м	$I H_c$, кА/м	W_{\max} , кДж/м 3	Отличительные признаки
1БИ	0,19	128	264	3,2	Старая разработка
1БИ1	0,19	128	233	3,2	Высокое удельное сопротивление
1БИ2	0,2	136	304	3,4	Магнитные параметры несколько выше, чем у 1БИ1 (особенно $I H_c$)
1БИП	0,19	120	248	2,8	По сравнению с 1БИ параметры выше в направлении, перпендикулярном прессованию
1БИС	0,21	128	216	3,6	Высокая изотропность
1БАР	0,245	128	200	4,0	Радиальная текстура
2БА	0,3	184	192	8,0	Старая разработка
2БА1	0,3	200	304	7,4	Повышенное значение $I H_c$
2,3БА	0,33	212	224	9,2	Замена марки 2БА
2,4БА	0,33	224	264	9,6	Параметры выше, чем у 2,3БА
2,8БА	0,36	217	224	11,2	Повышенные параметры
3БА	0,38	144	152	12,4	Старая разработка
3,1БА	0,38	168	172	12,4	По сравнению с 3БА выше свойства и морозоустойчивость
3БА1	0,37	208	216	12,0	Высокие магнитные свойства
3БА2	0,35	240	304	10,4	То же

Для стабилизации свойств изделия выдерживают в раздробленном сухом льде при температуре $t = -60^\circ\text{C}$ в течение 4 ч. Магниты из феррита бария 2БА1 при охлаждении до температуры $t > -60^\circ\text{C}$ и воздействии внешних и внутренних размагничивающих полей напряженностью в сумме не более 200 кА/м остаточного эффекта не имеют.

Кобальтовые магниты. Низкая температурная стабильность бариевых магнитов, особенно в области отрицательных температур, объясняет некоторый интерес к постоянным магнитам из феррита кобальта, для которых температурный коэффициент остаточной магнитной индукции равен $-0,5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ при температуре $-70 \div +20^\circ\text{C}$ и $-0,8 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ при $20-80^\circ\text{C}$, что в несколько раз меньше, чем у бариевых. Ферриту кобальта свойствен температурный гистерезис. Однако этот эффект проявляется у него не в области отрицательных температур, как у бариевых магнитов, а при положительных температурах (при нагреве свыше 80°C).

Технология получения феррита кобальта во многом аналогична технологии получения феррита бария. Основная особенность заключается в термомагнитной обработке, которая состоит в на-

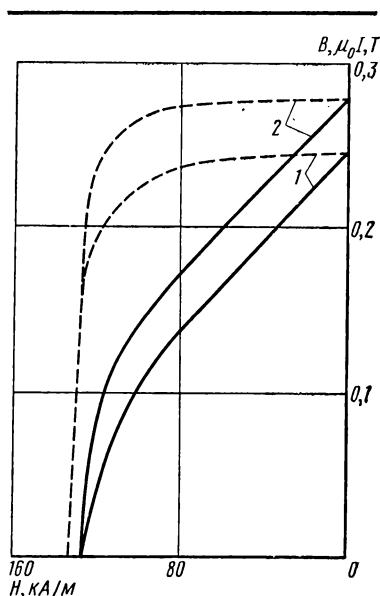


Рис. 2.50. Кривые размагничивания магнитов из феррита кобальта:

1 — 1,5 кА; 2 — 2 кА (зависимости $B = f(H)$ — сплошные линии; $\mu_0 I = f(H)$ — пунктирные линии)

Таблица 2.23

Магнитные свойства феррита кобальта

Марка материала	B_r, T (не менее)	кА/м (не менее)		$W_{\text{max}},$ кДж/м³
		H_c	$I H_c$	
1,5КА	0,24	128	136	5,6
2КА	0,28	128	136	7,2

Примечание. Данные приведены в направлении приложения магнитного поля при термомагнитной обработке.

греве спеченных магнитов до температуры $300-350^\circ\text{C}$, выдержке в течение 1,5 ч и охлаждении в магнитном поле напряженностью 240 кА/м в течение 2 ч. Недостатком кобальтового феррита по сравнению с бариевым является в первую очередь высокая стоимость. Магнитные параметры выпускаемых промышленностью материалов из феррита кобальта приведены в табл. 2.23, а кривые размагничивания — на рис. 2.50.

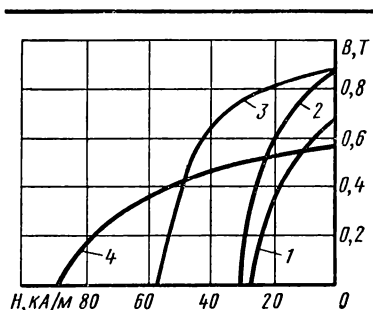


Рис. 2.51. Кривые размагничивания магнитотвердых материалов из микропорошков Fe и Fe-Co

1 — Fe, сферические частицы; 2 — Fe-Co, сферические частицы; 3 — Fe, удлиненные частицы, прессование произведено в магнитном поле; 4 — Fe-Co, удлиненные частицы, прессование произведено в магнитном поле

Магниты из микропорошков Mn-Bi, Fe и Fe-Co. Технология производства магнитов из микропорошков Mn-Bi заключается в следующем. Механическим дроблением марганцевисмута сплава (23% Mn и 77% Bi) получают частицы однодоменных размеров (5—8 мкм). Затем порошок пропускают через магнитный сепаратор, который отделяет ферромагнитную фазу Mn-Bi от немагнитных частиц марганца и висмута. Прессовку порошка Mn-Bi производят при температуре около 300°С в магнитном поле напряженностью приблизительно 1600 кА/м, которое создает одинаковую ориентацию осей легкого намагничивания отдельных частиц. Магнитные

свойства порошка Mn-Bi соответствуют свойствам лучших металлических материалов для постоянных магнитов. Особенно большое значение имеет коэрцитивная сила (J_c до 480 кА/м). Однако эти свойства сохраняются только при температурах не ниже 20°С. При понижении температуры свойства быстро падают (для восстановления необходимо повторное намагничивание), что существенно ограничивает применение этих материалов.

Железные и железокобальтовые магниты из микропорошков требуют применения химических способов получения частиц нужного размера (0,01—0,1 мкм). Порошок получают восстановлением муравьинокислого железа в водороде при умеренной температуре. Из такого порошка прессуют магниты и для повышения коррозионной стойкости пропитывают раствором смолы. Иногда для повышения механической прочности и остаточной индукции заготовки до пропитывания отжигают в водороде. На рис. 2.51 приведены кривые размагничивания магнитов из микропорошков железа и сплава железо-кобальт. Присадка кобальта (30% Co) существенно улучшает свойства материала.

§ 2.17. Прочие материалы для постоянных магнитов

Кроме рассмотренных наиболее широко используемых материалов для постоянных магнитов, применяют мартенситные стали, пластически деформируемые сплавы, сплавы на основе благородных металлов, эластичные магниты, материалы для магнитных лент, сплавы на основе редкоземельных элементов и др.

Мартенситные стали. Мартенситом называют особый вид микроструктуры стали, получаемый при ее закалке. Образование мартенсита сопровождается значительными объемными изменениями, созданием больших внутренних напряжений решетки и возникновением больших значений коэрцитивной силы.

Опытные исследования показали, что оптимальные магнитные свойства можно получить в том случае, если в структуру, кроме мартенсита, входят высокодисперсные карбиды. Такое состояние, условно названное дисперсионным твердением мартенсита, обеспечивается специальной термообработкой, при которой не все карбиды переходят в твердый раствор и часть их выделяется в высокодисперсном виде. Это способствует не только увеличению коэрцитивной силы, но и увеличению остаточной индукции, так как при меньшем растворении карбидов мартенсит содержит меньше углерода и, следовательно, имеет более высокое магнитное насыщение.

Таким образом, качество термообработки в значительной степени определяет магнитные свойства материала. При некоторых температурных воздействиях, например при отжиге для уменьшения твердости с целью облегчения механической обработки, может произойти магнитная «порча», т. е. резкое ухудшение магнитных свойств после закалки. Это явление объясняется процессами, возникающими в карбидной фазе стали. Для восстановления магнитных свойств необходима соответствующая термообработка.

Мартенситные стали начали применять раньше всех других материалов для постоянных магнитов. В настоящее время их используют сравнительно мало ввиду низких магнитных свойств. Однако полностью от них не отказываются, потому что они дешевы и допускают механическую обработку на металлорежущих станках. Состав и свойства мартенситных сталей приведены в табл. 2.24.

Пластически деформируемые сплавы. Эти сплавы обладают высокими в отношении механической обработки свойствами. Они хорошо штампуются, режутся ножницами, обрабатываются на всех металлорежущих станках. Из пластически деформируемых сплавов можно изготовить ленты, пластины, листы, проволоку. В отдельных случаях (при изготовлении мелких магнитов сложной конфигурации) целесообразно применение металлокерамической технологии. Марок пластически деформируемых сплавов много, их физические процессы, благодаря которым они имеют высокие магнитные свойства, различны.

Наиболее распространенными являются сплавы кунифе (Cu-Ni-Fe), кунико (Cu-Ni-Co) и викаллой.

Сплав кунифе в зависимости от химического состава имеет разные названия и свойства. Чаще других используют сплав кунифе 1 (магнетифлекс), состоящий из 60% Cu, 20% Ni, 20% Fe. Сплавы кунифе анизотропны, намагничиваются в направлении прокатки, часто применяются в виде проволоки малых толщин, а также штамповок.

Таблица 2.24

Состав и свойства мартенситных сталей для постоянных магнитов (ГОСТ 6862—54)

Марка стали	Химический состав, % *					Магнитные свойства ** (не менее)	
	C	Cr	W	Co	Mo	B_r , Т	H_c , кА/м
EX	0,95—1,10	1,30—1,60	—	—	—	0,9	4,64
EX3	0,90—1,10	2,80—3,60	—	—	—	0,95	4,8
E7B6	0,68—0,78	0,30—0,50	5,20—6,20	—	—	1,0	4,96
EX5K5	0,90—1,05	5,50—6,50	—	5,50—6,50	—	0,85	8,0
EX9K15M	0,90—1,05	8,0—10,0	—	13,5—16,5	1,2—1,7	0,8	13,6

* В состав всех сталей входят также 0,2—0,4% Mn; 0,17—0,4% Si; не более 0,3% Ni; 0,03% P; 0,02% S.

** Магнитные свойства гарантируются при условии соблюдения технологической инструкции поставщика по термообработке и после 5 ч структурной стабилизации при 100°C (в кипящей воде).

Сплавы кунико изотропны. Ввиду большого значения H_c и относительно малого B_r их применяют для изготовления магнитов сложной конфигурации в разомкнутых цепях. Кунико дороже сплава Al-Ni-Co в 5—6 раз.

Викаллоем называют сплавы, содержащие около 50% Co, 8—15% V, остальное Fe. В зависимости от химического состава, термической и механической обработок свойства этих сплавов меняются в очень широких пределах, приближаясь в ряде случаев по величине W_{max} к сплаву ЮНДК24. До окончательной термической обработки механические свойства викаллов приблизительно аналогичны свойствам меди, а после обработки — стали. Основным недостатком этих сплавов — высокая стоимость.

Викаллой применяют для изготовления очень мелких магнитов сложной или ажурной конфигурации (викаллой I) и в качестве высокопрочной магнитной ленты или проволоки (викаллой II).

Некоторые свойства пластически деформируемых сплавов приведены в табл. 2.25. Следует отметить, что эти данные являются ориентировочными. Так, например, ГОСТ 10992—64 отмечает, что для викаллов (марки 52КФ11 и 52КФ13) в зависимости от содержания ванадия и температуры отпуска можно получить необходимые $H_c = 2,8—24$ кА/м и $B_r = 1,3—0,65$ Т.

Сплавы на основе благородных металлов. К ним относятся сплавы серебра с марганцем и алюминием (сильманал) и сплавы платины с железом (77,8% Pt; 22,2% Fe) или платины с кобальтом (76,7 Pt; 23,3% Co). Материалы этой группы, особенно платиновые, отличаются очень высокой стоимостью, поэтому их применяют только

для сверхминиатюрных магнитов массой в несколько миллиграммов. При изготовлении магнитов из всех сплавов этой группы широко используют металлокерамическую технологию.

Сплавы на основе благородных металлов характеризуются очень высокими значениями коэрцитивной силы. Для сплава Pt-Co $H_c = 400$ кА/м; для сплава сильманал $H_c = 480$ кА/м. По величине W_{\max} сплав Pt-Co сравним со сплавом ЮНДК24, т. е. $W_{\max} \approx 18$ кДж/м³. Известен кобальтоплатиновый сплав, у которого $W_{\max} = 40$ кДж/м³. У сплава сильманал $B_r \approx 0,052$ Т, т. е. очень мала, и поэтому $W_{\max} \approx 0,3$ кДж/м³, что приблизительно в десять раз меньше, чем у самого дешевого сплава Fe-Ni-Al.

Очень большие значения H_c сплавов на основе благородных металлов обуславливают высокую стабильность магнитов из этих материалов. Это определяет и области применения данных сплавов. Их используют в точных электроизмерительных приборах с подвижными магнитами в качестве «магнитных пружинок» и т. п.

Эластичные магниты. Как уже отмечалось, важнейшим недостатком основных групп материалов для постоянных магнитов — литых сплавов и магнитотвердых ферритов — являются их плохие механические свойства (высокие твердость и хрупкость). Применение же пластически деформируемых сплавов ограничено их высокой стоимостью. В последнее время появились магниты на резиновой основе. Их можно изготовить любой формы, которую допускает технология резины — в виде шнуров, длинных полос, листов и т. п. Такой материал легко режется ножницами, штампуется, сгибается, скручивается. Известно применение «магнитной резины» в качестве листов магнитной памяти для вычислительных машин, магнитов для отклоняющих систем в телевидении, корректирующих магнитов и др.

Т а б л и ц а 2.25

Некоторые свойства пластически деформируемых сплавов для постоянных магнитов

Марка сплава	Химический состав, % (остальное Fe)	B_r , Т	H_c , кА/м	W_{\max} , кДж/м ³
Викаллой I (52КФ11)	51,0—54,0 Co; 10,0—11,5 V	0,9	24	4,0
Викаллой II (52КФ13)	51,0—54,0 Co; 11,5—13,0 V	0,9—0,95	30—38	8,0—14,0
Кунифе I	60 Cu; 20 Ni	0,54—0,6	47—28	4,0—7,4
Кунифе II	50 Cu; 20 Ni; 2,5 Co	0,73	21	2,8—3,2
Кунико I	50 Cu; 21 Ni; 29 Co	0,34	53—57	3,2—4,0
Кунико II	35 Cu; 41 Co	0,58	36	4,0

П р и м е ч а н и я: 1. В скобках указаны марки сплавов по ГОСТ 10991—64.
2. Для сплавов викаллой и кунифе свойства указаны в направлении прокатки.

Эластичные магниты изготавливают из мелкого порошка магнитотвердого материала (наполнитель) и резиновой основы. В качестве наполнителя наиболее часто используют феррит бария.

Смешение магнитного порошка и каучука производят на вальцах, из полученной смеси формуют изделия нужной конфигурации и размеров. При этом для получения стержней используют шприц-машины; для получения листов — каландры и т. д. Далее изделия подвергают вулканизации.

Эластичные магниты на основе феррита бария характеризуются следующими средними параметрами: $B_r = 0,145$ Т; $H_c = 33$ кА/м; $i_{H_c} = 195$ кА/м; $W_{\max} = 2$ кДж/м³; $\rho = 10^4$ Ом·м.

Материалы для магнитных лент. Под магнитными лентами понимают носители магнитной записи информации. Наибольшее распространение имеют сплошные металлические ленты из нержавеющей стали, биметаллические ленты и ленты на пластмассовой основе с порошковым рабочим слоем. Сплошные металлические ленты используют главным образом в специальных целях и при работе в широком температурном диапазоне; ленты на пластмассовой основе имеют более широкое применение. Основное назначение носителя магнитной записи заключается в создании на поверхности воспроизводящей головки магнитного поля, величина которого меняется (при протяжке ленты) во времени так же, как изменялся записываемый сигнал. На основании этого можно сформулировать некоторые требования, предъявляемые к магнитным свойствам материала носителя. При этом необходимо иметь в виду, что для лент с покрытием магнитными порошками свойства существенно зависят не только от свойств исходных материалов, но и от степени измельчения частиц, объемной плотности магнитного материала в рабочем слое, ориентации частиц при наличии у них анизотропии формы и т. п.

Рабочий слой (или толщина металлической ленты) должен быть возможно более тонким, а сама лента — гладкой и гибкой для обеспечения максимального взаимодействия (магнитного контакта) между магнитными материалами ленты и головки. Остаточная намагниченность материала должна быть возможно более высокой. К коэрцитивной силе предъявляются противоречивые требования: для уменьшения саморазмагничивания необходимо по возможности более высокое ее значение (не менее 24 кА/м), а для облегчения процесса стирания записи желательно низкое значение коэрцитивной силы. Требования высокой остаточной намагниченности и минимальной чувствительности к саморазмагничиванию наилучшим образом удовлетворяются при прямоугольной форме размагничивающего участка петли гистерезиса, т. е. желательно иметь максимальное значение коэффициента выпуклости. Температурные и другие изменения магнитных свойств материала ленты должны быть наименьшими.

Промышленность выпускает магнитофонные ленты из нержавеющей сплава ЭП-31А и биметалла ЭП-352/353. Ленты имеют толщину 0,005—0,01 мм; $H_c = 24\text{—}40$ кА/м; $B_r = 0,08$ Т.

Отечественные ленты на пластмассовой (диацетатной) основе изготавливают преимущественно типов 2 и 6. Для ленты типа 2 используют порошок из феррита кобальта, для ленты типа 6 — гамма-окисел железа ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) игольчатой формы с длиной частиц около 0,4 мкм и отношением длины к диаметру, приблизительно равным трем. Процесс получения порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ состоит в окислении магнетита (феррита железа) $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, что может быть достигнуто нагреванием его на воздухе при температуре около 150°C .

Изготовление магнитных лент может быть различным. Чаще всего рабочий слой (магнитный лак) наносят на готовую основу, например, поливом лака из фильеры. Магнитный лак приготавливается заранее и состоит из магнитного порошка, связующего вещества, растворителя, пластификатора и различных добавок, способствующих смачиванию и разделению частиц порошка и уменьшению абразивности рабочего слоя.

При использовании порошков с анизотропией формы частиц (например, игольчатых $\gamma\text{-Fe}$) в процессе производства ленты частицы ориентируются определенным образом путем воздействия на них магнитным полем. Окончательная обработка ленты состоит в улучшении качества ее поверхности путем каландрирования и полировки.

Лента типа 2 предназначена для использования в профессиональных магнитофонах на скорости 38,1 см/с и в бытовых магнитофонах на скорости 19,05 см/с.

Лента типа 6 обеспечивает высокое качество записи и воспроизведение звука при использовании в профессиональной аппаратуре на скорости 19,05 см/с и в бытовых магнитофонах на скорости 9,53 и 4,75 см/с.

Ленты необходимо хранить при температуре $10\text{—}25^\circ\text{C}$ и относительной влажности воздуха 50—60%; недопустимой является температура выше 30°C , температура ниже 10°C не рекомендуется.

Кроме типов 2 и 6, отечественная промышленность производит и другие типы лент, например ленту типа 10 на лавсановой основе.

Сплавы на основе редкоземельных металлов (РЗМ). Как указывалось, исследования последних лет показали, что ряд соединений и сплавов с РЗМ обладают очень высокими значениями коэрцитивной силы и максимальной удельной энергии. Из этой группы материалов наибольший интерес представляют интерметаллические соединения типа RCo_5 , где R — редкоземельный металл. Предельные теоретические значения магнитных свойств некоторых материалов этой группы приведены в табл. 2.26. Свойства промышленных образцов пока еще ниже указанных.

Существует три направления в технологии получения этих материалов:

Т а б л и ц а 2.26

Магнитные свойства сплавов при комнатной температуре
(предельные теоретические значения)

Свойства	Материалы				
	YCo ₅	CeCo ₅	SmCo ₅	(YMM)Co ₅ [*]	(CeMM)Co ₅ [*]
W_{\max} , кДж/м ³	112,4	75,6	90,4	90,4	79,2
H_c , кА/м	10 320	16 800	20 000	12 000	14 400

* ММ — мишметалл, представляющий собой смесь редкоземельных металлов с преобладанием одного из них.

а) холодное прессование порошка сплава RCo₅ до высокой степени плотности;

б) спекание брикетов из порошков в присутствии жидкой фазы;

в) литье многокомпонентных сплавов, в которых кобальт частично замещен медью и железом.

Отметим общие моменты, которые необходимо иметь в виду при производстве материалов группы RCo₅.

РЗМ отличаются значительной химической активностью, поэтому выплавку надо вести в нейтральных средах — инертных газах (в атмосфере гелия или аргона) в корундовых тиглях с графитовым нагревателем или на водоохлаждаемой медной плите в аргонодуговой печи с применением четырех-пятикратного переплава. Большинство соединений RCo₅ образуется в результате перитектической реакции. Поэтому надо иметь в виду возможность образования других типов соединений, например при выплавке сплава SmCo₅ возможно образование Sm₂Co₁₇ и Sm₂Co₇.

Чтобы исключить образование других сред, подбирают необходимую скорость охлаждения в сочетании с гомогенизирующим отжигом. Для сплава SmCo₅ достаточно охлаждение с высокой скоростью (~ 70 град/мин). Содержание Sm₂Co₁₇ при этом составляет $\sim 3 \div 5\%$, что не вызывает существенного ухудшения свойств. Гомогенизирующий отжиг состоит в нагреве до $t \sim 1200^\circ\text{C}$ с выдержкой порядка 4 ч в нейтральной среде.

Размол полученного сплава производится в вибромельницах до размера частиц порядка 1—10 мкм. Установлено, что величина iH_c зависит от времени помола. Слишком длительный помол («замалывание») вызывает уменьшение iH_c ; это можно объяснить возникновением деформации кристаллической решетки. Размол в жидких средах в высокоскоростных вибрационных мельницах лучше сухого. iH_c сильно уменьшается на воздухе вследствие окисления, а при жидком помоле доступ кислорода ограничен.

Хранение порошка должно производиться в инертной среде. Окисление особенно сильно влияет на температурно-временную стабильность.

В качестве примера технологического процесса с холодным прессованием порошков приведем методику фирмы «Филипс».

После измельчения до размеров менее 10 мкм частицы подвергались обработке в ванне химического никелирования. На каждой частице осаждался тонкий слой никеля, защищающего их поверхность от окисления. Далее частицы помещались в матрицу, без биндера, ориентировались и слегка подпрессовывались в магнитном поле напряженностью более 3000 кА/м. Вибрирование матрицы увеличивало остаточную намагниченность на 8%. Заготовка извлекалась из матрицы, заклеивалась в резиновый контейнер для защиты от проникновения рабочей жидкости внутрь образца и помещалась в камеру для гидростатического прессования, где подвергалась сжатию давлением 2000 МПа (20 000 ат). При этом плотность упаковки возрастала до 82%. Затем заготовку извлекали из резинового контейнера и покрывали свинцовой фольгой, смоченной ртутью. После этого образец вновь помещали в резиновый контейнер и подвергали сжатию под небольшим давлением в масле в течение 10 ч. За это время свинец с ртутью образовывали амальгаму и происходила герметизация свинцового контейнера. Образец вторично помещался в камеру высокого давления, где подвергался гидростатическому обжатию давлением 2000 МПа (20 000 ат) с одновременным приложением одноосного напряжения сжатия до 3500 МПа. Свинцовый контейнер деформировался, но герметичность его не нарушалась. Плотность упаковки после указанной обработки составляла 95—97 и даже 100%. Магнитные параметры полученных таким способом образцов: $W_{\max} = 74$ кДж/м³ (энергетическое произведение) $(BH)_{\max} = 18,5$ МГс·Э; $B_r = 0,87$ Т; $H_c = 672$ кА/м; $iH_c = 1304$ кА/м. Некоторое изменение состава сплава и технологии позволило получить образцы с W_{\max} свыше 80 кДж/м³.

Из приведенного описания видно, что способ холодного прессования порошков отличается большой сложностью.

Наиболее приемлемым для промышленного освоения является метод жидкофазного спекания. Основная идея метода заключается в том, чтобы использовать спекание для получения высокой плотности. Процесс состоит в следующем. К исходному порошку стехиометрического состава (66% Co, 34% Sm) добавляют порошок сплава, имеющего при температуре спекания 1100°С жидкую фазу и содержащего 60% Sm и 40% Co, т. е. обогащенного самарием по сравнению со стехиометрическим составом. Общее содержание самария в смеси порошков должно составлять 37,4%. Спекание образцов, спрессованных из такой смеси порошков (при $t = 1100^\circ\text{C}$ в течение 30 мин в атмосфере чистого аргона), привело к получению магнитов с $W_{\max} = 60 \div 74$ кДж/м³ при плотности порядка 90% (до спекания около 80%), с высокой температурной стабильностью.

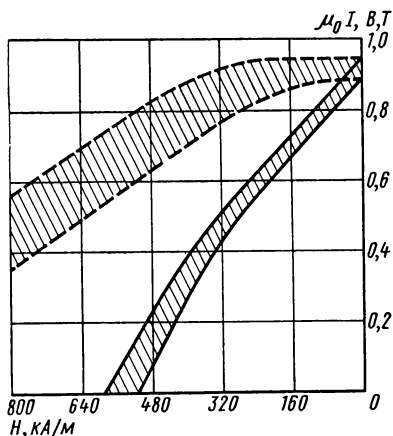


Рис. 2.52. Кривые размагничивания материала SmCo_5 (зависимости $B = f(H)$ — сплошные линии; $\mu_0 I = f(H)$ — пунктирные линии)

Спеченные магниты выгодно отличаются от прессованных малой структурной нестабильностью.

Проводятся работы по получению литых многокомпонентных сплавов системы Co-Cu-Fe-PZM . Этот метод отличается простотой и состоит из двух этапов: отливки магнитов и последующей термообработки (например, 20 мин выдержки при $t = 1000^\circ\text{C}$ в атмосфере аргона, охлаждение со скоростью 1 град/с и отжиг в течение 4 ч при $t = 400^\circ\text{C}$ в аргоне). Магнитные свойства полученных таким способом материалов приблизительно соответствуют материалам типа ПЛК (Pt-Co), но стоимость много ниже. Основной недостаток этих сплавов — плохие механические свойства (высокая хрупкость), что ставит пока под сомнение их широ-

кое применение (для литых образцов $\sigma_{\text{сж}} \approx 60$ МПа, для прессованных 150—450 МПа, для спеченных ≈ 620 МПа).

В табл. 2.27 и 2.28 приведены данные, характеризующие свойства некоторых магнитотвердых материалов с РЗМ, а на рис. 2.52 — кривые размагничивания, полученные с ряда образцов SmCo_5 , изготовленных методом спекания в условиях промышленного производства. Заштрихованные области показывают разброс харак-

Таблица 2.27

Магнитные характеристики некоторых материалов на основе РЗМ, полученных методом жидкофазного спекания

Базовый состав	Смесь, % Co	Режим спекания		B_r , Т	H_c , кА/м	J_H , кА/м	W_{max} , кДж/м ³	γ , кг/м ³ · 10 ⁻³	Относительная плотность P	Степень ориентировки частей
		t , ч	T , °C							
SmCo_5	63	0,5	1125	0,85	600	1560	70,4	8,12	0,94	0,96
PrCo_5	62	1,0	1110	0,94	415	780	56	8,11	0,95	0,90
$\text{Sm}_{0,5}\text{Pr}_{0,5}\text{Co}_5$	63	0,5	1100	0,9	700	1020	80	8,09	0,95	0,94
$\text{Sm}_{0,5}\text{MM}_{0,5}\text{Co}_5$	63	1,0	1070	0,79	536	1000	60,8	7,99	0,95	0,96

Т а б л и ц а 2.28

Магнитные характеристики некоторых многокомпонентных сплавов системы Co-Cu-РЗМ-Fe

Химический состав	Магнитные характеристики			
	B_r , Т	H_c , кА/м	JH_c , кА/м	W_{\max} , кДж/м ³
$\text{Co}_{3,5}\text{Fe}_{0,4}\text{Cu}_{1,35}\text{Sm}$	0,645	320	480	36
$\text{Co}_{3,5}\text{Fe}_{0,5}\text{CuCe}$	0,51	280	440	20,8
$\text{Co}_{3,3}\text{Cu}_{1,7}\text{Sm}$	0,645	272	—	30,8
$\text{Co}_{4,25}\text{Cu}_{0,75}\text{Ce}_{1,05}$	0,6	256	297	32
$\text{Co}_{3,3}\text{Fe}_{0,5}\text{Cu}_{1,2}\text{Ce}_{0,25}\text{Sm}_{0,75}$	0,707	400	488	49,2
$\text{Co}_{3,8}\text{Cu}_{0,9}\text{Fe}_{0,5}\text{Ce}$	0,633	416	536	39,2
$\text{Co}_{3,75}\text{Cu}_{0,75}\text{Fe}_{0,5}\text{Ce}$	0,62	—	400	36
$\text{Co}_{3,4}\text{Cu}_{1,2}\text{Fe}_{0,5}\text{Ce}$	0,56	—	738	29,6
$\text{Co}_{2,9}\text{Cu}_{1,7}\text{Fe}_{0,5}\text{Ce}$	0,43	—	912	16,4

теристик от образца к образцу. Средние значения магнитных свойств образцов: $W_{\max} \approx 75$ кДж/м³; $H_c \approx 560$ кА/м; $JH_c > 800$ кА/м; $B_r \approx 0,92$ Т.

Применение магнитнотвердых материалов с РЗМ требует решения многих вопросов — создания мощных намагничивающих устройств, специального комплекса измерительных установок, разработки новых конструкций магнитных систем.

Имеется много работ, посвященных объяснению природы магнитных свойств высококоэрцитивных материалов с РЗМ, однако окончательно эта теория еще не разработана.

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

§ 2.18. Материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ)

Материалы с почти прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ) находят широкое применение в устройствах автоматики, вычислительной техники, аппаратуре телеграфной связи, многоканальных импульсных системах радиосвязи и т. п.

Степень прямоугольности петли гистерезиса характеризуют коэффициентом прямоугольности

$$\alpha = B_r/B_{\max}, \quad (2.24)$$

где B_r — остаточная магнитная индукция, соответствующая максимальному значению магнитной индукции B_{\max} (чаще всего B_{\max} определяют для намагничивающего поля с напряженностью $H_{\max} = 5 H_c$, что близко к предельным характеристикам).

Для петли гистерезиса с идеальной прямоугольностью $\alpha = 1,0$, для практически применяемых материалов $\alpha = 0,85 \div 0,96$.

Сердечник из материала с идеальной прямоугольностью петли гистерезиса имеет два устойчивых магнитных состояния, соответствующих положительному и отрицательному значениям остаточной магнитной индукции, и поэтому используется как магнитный элемент для хранения и переработки двоичной информации.

Переключение сердечников с ППГ из одного состояния намагниченности в другое можно осуществлять в основном двумя способами: путем перемагничивания импульсами тока, создающими поля, значительно превосходящими коэрцитивную силу, или совпадающими во времени несколькими токовыми импульсами, каждый из которых не может заметно изменить состояние сердечника, а их суммарное значение превосходит коэрцитивную силу.

Первый способ переключения сердечников применяют главным образом в устройствах переработки и передачи информации, второй — в устройствах хранения дискретной информации (запоминающих устройствах).

Двоичные элементы на сердечниках с ППГ по надежности значительно превосходят не только ламповые, но и полупроводниковые элементы. Они обладают и другими преимуществами (хранение информации без затрат энергии, высокая стабильность характеристик, малая потребляемая мощность, небольшие размеры, низкая стоимость, простота проектирования сложных устройств), благодаря чему находят большое применение.

Материалы с ППГ можно подразделить на три группы: *ферриты, текстурированные ферромагнитные сплавы*, применяемые в виде лент толщиной от 0,5 мм до единиц и десятков микрометров, и *тонкие ферромагнитные пленки*.

Наиболее распространенными являются ферриты благодаря спонтанной прямоугольности петли гистерезиса этих материалов. При изготовлении ферритовых сердечников не требуются специальные технологические меры (создание механических напряжений или отжиг в магнитном поле) для получения текстуры, обеспечивающей высокую прямоугольность петли, что необходимо для металлических материалов с ППГ. Технологический процесс производства для ферритовых сердечников с ППГ значительно проще, чем для ленточных сердечников из сплавов тонкого и сверхтон-

кого проката. Однако последние выгодно отличаются от ферритовых сердечников температурной стабильностью и лучшими магнитными свойствами.

Применение тонких ферромагнитных пленок, имеющих высокие частотные свойства и позволяющих создавать компактные элементы, на перемagnичивание которых требуются незначительные затраты энергии, перспективно для малогабаритных быстродействующих устройств.

Для определения требований, предъявляемых к материалам с ППГ, рассмотрим процессы изменения магнитного состояния кольцевого сердечника, на который намотаны три обмотки — ω_1 , ω_2 , ω_3 . Условимся при этом называть состояние, при котором $B = +B_r$, состоянием «1», а при котором $B = -B_r$, — состоянием «0». За исходное примем состояние «1».

Если на одну из обмоток, например ω_1 , подать положительный импульс тока, то магнитное состояние изменится от $+B_r$ до $+B_{\max}$. Для материала с $\alpha < 1$ это будет сопровождаться возникновением э. д. с. в других обмотках. Так, в обмотке ω_3 возникнет э. д. с.

$$e_1 = -\omega_3 \frac{d\Phi}{dt} \approx -\omega_3 \frac{\Delta\Phi_1}{\Delta t_1}, \quad (2.25)$$

где $\Delta\Phi_1$ — изменение магнитного потока; Δt_1 — время изменения магнитного потока.

Э. д. с. e_1 представляет собой помеху; для петли гистерезиса с идеальной прямоугольностью она равна нулю. Следовательно, для материалов с ППГ желательно иметь коэффициент прямоугольности α , возможно более близкий к единице.

Если на одну из обмоток, например ω_2 , подать отрицательный импульс тока, то сердечник перемagnичится из состояния «1» в состояние «0», и в обмотке ω_3 возникнет полезный сигнал считывания единицы в виде э. д. с.

$$e_3 = -\omega_3 \frac{d\Phi}{dt} \approx -\omega_3 \frac{\Delta\Phi_2}{\tau}, \quad (2.26)$$

где τ — время перемagnичивания, т. е. время, необходимое для переключения сердечника с ППГ из одного состояния остаточной индукции в противоположное; τ должно быть по возможности малым.

Уменьшение τ , помимо пропорционального увеличения быстродействия устройства, вызывает также возрастание выходного сигнала, снимаемого с элемента.

Время перемagnичивания τ сердечников с ППГ в устройствах автоматики и вычислительной техники составляет несколько микросекунд. В наиболее быстродействующих устройствах это время доходит до долей микросекунды и ограничено в основном трудностями создания мощных переключателей полей.

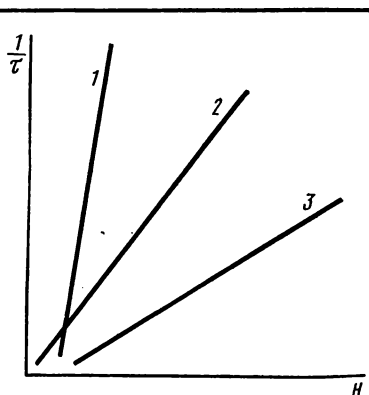


Рис. 2.53. Сравнительные зависимости $1/\tau = f(H)$ для трех групп материалов с ППГ:

1 — ферромагнитные пленки; 2 — ленты сверхтонкого проката; 3 — ферриты

На рис. 2.53 представлены сравнительные зависимости $1/\tau = f(H)$ для трех основных групп материалов с ППГ, из которых большим преимуществом обладают ленты сверхтонкого проката и особенно тонкие ферромагнитные пленки по сравнению с ферритами.

Для обеспечения быстрого перемагничивания сердечников они должны иметь небольшое значение коэффициента переключения S_w , под которым понимают приведенный действующий заряд (импульс магнитного поля), необходимый для полного переключения сердечника, т. е. для его перемагничивания из состояния остаточной индукции в противоположное состояние максимальной индукции за время τ .

Коэффициент переключения S_w зависит только от свойств материала сердечника и его геометрии и в определенных пределах не зависит от характера переключения. Коэффициент переключения измеряют обычно в А·с/см, А·мс/м или Э·мс* (иногда используют другие единицы). Для ферритов различных марок $S_w = 28—54$ А·мс/м; для сердечников из ленты сверхтонкого проката $S_w = 24—95$ А·мс/м и возрастает по мере увеличения толщины листа; для магнитных пленок S_w значительно меньше, чем для ленточных сердечников.

При работе сердечника с ППГ в режиме совпадения двух или нескольких токовых импульсов важным параметром является коэффициент квадратности $K_{кв}$, который представляет собой отношение изменения индукции при положительном воздействии напряженности поля величиной kH_{max} ($k < 1$) к изменению индукции при предыдущем полном отрицательном воздействии поля величиной $-H_{max}$, следующим за полным положительным воздействием:

$$K_{кв} = \frac{\Delta B(kH_{max})}{\Delta B(-H_{max})}. \quad (2.27)$$

Рис. 2.54 иллюстрирует это определение.

Чаще пользуются другим параметром, характеризующим квадратность петли гистерезиса: отношением поля трогания

* $1 \text{ А} \cdot \text{с/см} = 10^8 \text{ А} \cdot \text{мс/м} = 1,25 \cdot 10^6 \text{ Э} \cdot \text{мс}$.

к коэрцитивной силе — H_T/H_c ; причем за H_T принимают величину поля, приводящую к уменьшению остаточной индукции B_r на 0,1 (см. рис. 2.54).

Для хороших образцов ферритов $K_{кв} < 0,2$ (при $k = 0,5$) и соответственно $H_T/H_c > 0,8$. Так как ленточные сердечники практически не используются в запоминающих устройствах, то значение коэффициента квадратности для них обычно не приводится.

Коэффициент квадратности магнитных пленок при воздействии поля, совпадающего по направлению с осью легкого намагничивания, достигает высоких значений, что позволяет эффективно использовать эти элементы в запоминающих устройствах, работающих в режиме совпадения токовых импульсов.

Для исследования процессов динамического перемагничивания материалов с ППГ удобно пользоваться понятием динамического порогового поля H_0 , которое является по существу формальным параметром и определяется отрезком, численно равным отрезку на оси H , отсекаемому прямой, аппроксимирующей зависимость $1/\tau = f(H)$.

Обычно в нормативных документах указывают также максимальное удельное динамическое сопротивление r_m , под которым понимают отношение максимальной скорости изменения магнитной индукции в магнитном материале к разности между максимальной напряженностью перемагничивающего магнитного поля и динамическим пороговым полем.

Важной характеристикой материалов с ППГ является зависимость их свойств от температуры.

Форма петли гистерезиса феррита с ППГ при его нагреве и охлаждении схематически показана на рис. 2.55. Как правило, при повышении температуры площадь петли уменьшается, а прямоугольность ее ухудшается, т. е. происходит уменьшение коэрцитивной силы, остаточной индукции и коэффициента прямоугольности. При охлаждении наблюдаются обратные явления. С изменением температуры от -20 до $+60^\circ\text{C}$ у ферритов различных марок происходит уменьшение коэрцитивной силы в 1,5—2 раза, остаточной индукции — на 15—30%, коэффициента прямоугольности — на 5—35%.

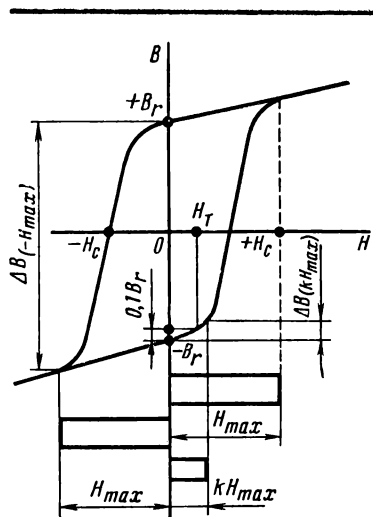


Рис. 2.54. К определению коэффициента квадратности

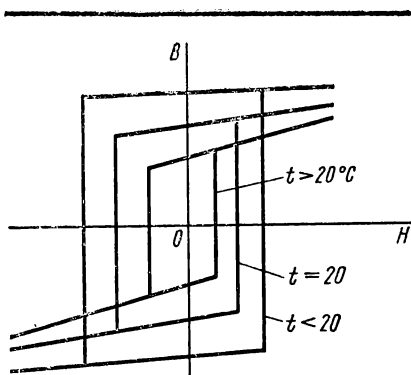


Рис. 2.55. Петли гистерезиса феррита с ППГ при разных температурах

Наибольшие неприятности при использовании схем на ферритах с ППГ при повышенных температурах вызывает уменьшение коэффициента квадратности и прямоугольности динамической петли гистерезиса, приводящее к возрастанию сигнала помехи. Последний может исказить информацию, перерабатываемую устройством, выполненным на ферритовых сердечниках.

При работе в особенно тяжелых температурных режимах следует использовать металлические материалы с ППГ, у которых, как было отмечено, зависимость свойств от температуры

значительно слабее, чем у ферритов. Стабильность параметров магнитных пленок достаточно высока. Они могут устойчиво работать в диапазоне температур $\pm 150^\circ \text{C}$.

В зависимости от особенностей устройств, в которых используют материалы с ППГ, требования к ним могут существенно различаться. Так, материалы, предназначенные для работы в устройствах переработки дискретной информации, должны отличаться небольшим значением коэрцитивной силы H_c . Наоборот, материалы, предназначенные для работы в устройствах хранения дискретной информации, в которых для переключения сердечников используется принцип совпадения нескольких токовых импульсов, должны иметь большое значение H_c для обеспечения высокого быстродействия.

Рассмотрим некоторые особенности технологии производства материалов с ППГ и сердечников из них, а также свойства различных марок этих материалов, выпускаемых промышленностью.

Наибольшее распространение из ферритов с ППГ имеют ферриты марганец-железные системы, широко применяют также ферриты, содержащие литий, которые обладают значительно более высокой температурной стабильностью электромагнитных параметров.

Технология производства ферритов с ППГ является прецизионной. Обычно для получения ферритов с ППГ используют окисную технологию, а также комбинированный метод с осаждением гидроокисей. Исходные материалы для получения шихты (окись железа, окись магния, окись цинка, углекислый марганец и др.) должны проверяться на содержание посторонних примесей, которое ограничивается довольно жесткими нормами.

Характерными особенностями изготовления ферритов с ППГ являются: высокая температура окончательного обжига (до 1400°C)

и «воздушная закалка» изделий после спекания, которая состоит в том, что изделия после нагрева и выдержки при максимальной температуре окончательного обжига высыпают на воздухе на металлический противень.

Закалка фиксирует фазовые соотношения, полученные при высокой температуре, и предохраняет ферриты от окисления на воздухе. Но закалка приводит к появлению дополнительных напряжений в образцах и делает изделия хрупкими. Кроме того, неизбежные отклонения в температуре закалки приводят к различию в магнитных свойствах. Во избежание этого используют вакуумные печи или печи, наполненные инертным газом, где можно осуществить медленное охлаждение, не опасаясь окисления.

Прессование колец производят на автоматических прессах. Давление корректируется в зависимости от прочности прессованных деталей и их усадки при обжиге.

Аналогичным образом в специальных пресс-формах можно изготавливать сердечники со сложным магнитопроводом (СМАГи): трансфлюксоры, биаксы, интегральные числовые линейки и многоотверстные пластины. Однако для формирования сердечников сложной конфигурации чаще используют метод горячего литья под давлением.

Для запоминающих устройств выполняют ферритовые пластины небольших размеров с очень большим числом отверстий. Так, например, пластины размером 15×15 мм содержат $16 \times 16 = 256$ отверстий. Для подобных пластин применяют ультразвуковое сверление.

На рис. 2.56 представлены некоторые ферритовые сердечники с ППГ.

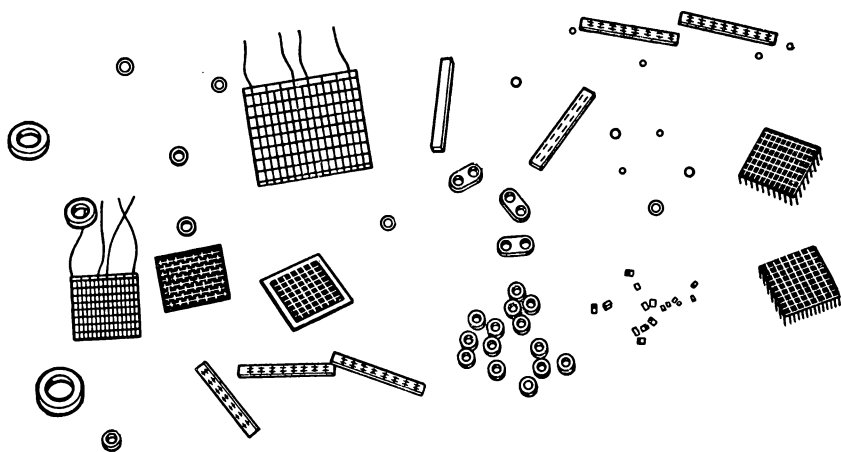


Рис. 2.56. Ферритовые сердечники с ППГ

Производство металлических сердечников сверхтонкого проката в принципе не отличается от производства сердечников из ленты толщиной порядка десятых долей миллиметра.

Некоторая особенность состоит только в применении специального оборудования для прокатки ленты на толщину менее 0,02 мм.

Тонкие пленки изготавливают или испарением магнитного материала в вакууме с последующим охлаждением его на поверхности носителя, или методом катодного распыления в атмосфере

Т а б л и ц а 2.29

Основные параметры ферритов с ППГ

Система состава	Марка феррита	H_c , А/м	B_r , Т	H_T/H_c (не менее)	ТК $H_c \cdot 10^2$, град $^{-1}$		θ , °С (не менее)
					при $-60 \div +20^\circ \text{C}$	при $20 \div 100^\circ \text{C}$	
Mg-Mn	2,1BT	167	0,18	0,72	+0,7	-0,60	240
	1,75BT	139	0,21	0,75	+0,7	-0,60	250
	1,5BT	119	0,22	0,70	+0,7	-0,50	250
	1,3BT	103	0,23	0,75	+0,8	-0,60	250
Mg-Mn-Zn-Ca	0,9BT	72	0,25	0,75	+0,8	-0,60	230
	0,7BT	56	0,23	0,70	+0,8	-0,70	240
	0,44BT	35	0,16	0,70	+1,1	-0,8	180
	0,37BT	29	0,14	0,70	+1,3	-1,00	140
	0,3BT	25	0,21	0,70	+1,3	-0,8	170
	0,27BT	21	0,20	0,72	+1,7	-1,30	110
	0,2BT	16	0,23	0,75	+1,0	-0,65	210
	0,16BT	13	0,20	0,72	+1,8	-1,20	130
	0,12BT	10	0,20	0,65	+2,0	-1,3	110
Li-Mg-Mn	3BT	240	0,23	0,75	+0,22	-0,22	550
Li-Na	100П	144 \div 1200	0,24	0,75	+0,2	-0,2	630
	101П	144 \div 1200	0,24	0,75	+0,12	-0,15	630
Mg-Mn-Ca	300П	120 \div 56	0,24	0,75	+1,0	-0,65	250

П р и м е ч а н и я: 1. Для всех ферритов, кроме ферритов на основе Li-Na, цифры в обозначениях марок соответствуют номинальному значению H_c в эрстедах; буквы BT (вычислительная техника) указывают на прямоугольность петли гистерезиса.

2. Для ферритов на основе Li-Na цифры в обозначениях марок указывают на принадлежность к базовому составу и его модификациям; буква П означает прямоугольность петли гистерезиса.

3. Для B_r и H_c даны номинальные значения; допустимые отклонения: для $B_r = \pm 15\%$; для $H_c = \pm 10\%$ (для марок от 0,7BT до 0,12BT $\pm 15\%$).

газа, или гальваническим способом. Наибольшее распространение получил первый способ. В качестве подложки применяют изолятор-стекло или проводник-алюминий. Элементы на стекле получаются более качественными и имеют меньший разброс параметров, но этот способ дороже и сложнее второго.

Для придания пленочным элементам начальной магнитной ориентации в заданном направлении подложку помещают между полюсами электромагнита. Геометрия тонких пленок в значительной степени определяет характеристики этих элементов. Обычно используют плоские и цилиндрические магнитные пленки. Имеются также многослойные пленочные магнитные элементы, обладающие рядом специфических преимуществ.

Отечественной промышленностью освоен выпуск около двадцати марок ферритов с ППГ. В табл. 2.29 приведены основные, а в табл. 2.30 — вспомогательные параметры нормализованных ферритов с ППГ. Типоразмеры кольцевых сердечников с ППГ даны в табл. 2.31.

На рис. 2.57 и 2.58 представлены зависимости для некоторых марок ферритов с ППГ соответственно коэрцитивной силы и отношения поля трогания к коэрцитивной силе от температуры.

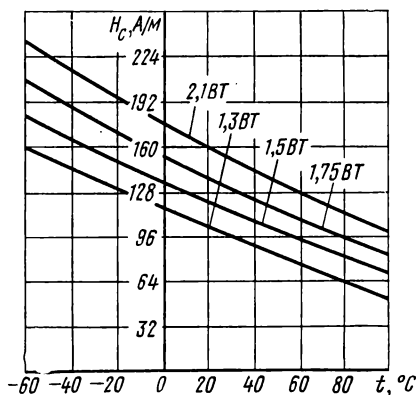


Рис. 2.57. Температурная зависимость коэрцитивной силы для некоторых марок ферритов с ППГ

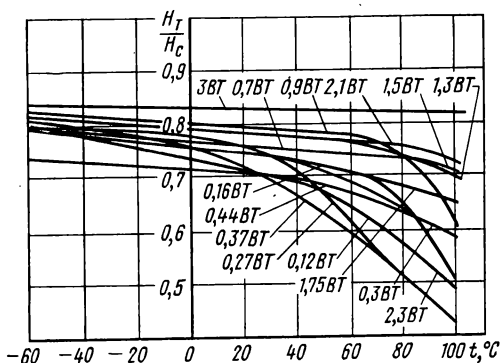


Рис. 2.58. Температурная зависимость отношения поля трогания к коэрцитивной силе для некоторых марок ферритов с ППГ

В качестве металлических материалов с ППГ применяют железоникелевые сплавы 50НП, 65НП, 34НКМП, обладающие кристаллографической или магнитной текстурой.

В табл. 2.32 приведены магнитные свойства этих сплавов после термической обработки. Свойства металлических сплавов в виде лент сверхтонкого проката приведены в табл. 2.33.

Таблица 2.30

Вспомогательные параметры ферритов с ППГ

Система состава	Марка феррита	α (не менее)	ТКН _T · 10 ² град ⁻¹ (не более)		ТКВ _T · 10 ² град ⁻¹ (не более)		H_0/H_c (не более)	S_w (не более)		ρ , Ом·м (не менее)	r_m , Ом·м
			при +20° С - при -60° С	при 70° С - при 20° С	при +20° С - при -60° С	при 70° С - при 20° С		Э. мкс	А. мкс/м		
Mg-Mn	2,1BT	0,90	+0,7	-0,6	+0,20	-0,30	1,3	0,55	44	5 · 10 ⁴	2,0
	1,75BT	0,90	+0,7	-0,6	+0,20	-0,25	1,4	0,60	48	1 · 10 ⁵	2,8
	1,5BT	0,91	+0,7	-0,6	+0,25	-0,30	1,5	0,65	52	5 · 10 ⁵	2,1
	1,3BT	0,91	+0,8	-0,7	+0,25	-0,25	1,6	0,65	52	3 · 10 ⁵	2,3
Mg-Mn-Zn-Ca	0,9BT	0,92	+0,8	-0,6	+0,25	-0,25	1,9	0,60	48	2 · 10 ²	2,1
	0,7BT	0,93	+1,0	-0,7	+0,25	-0,30	2,9	0,55	44	2 · 10 ²	2,3
	0,44BT	0,93	+1,0	-0,9	+0,35	-0,35	4,1	0,55	44	2 · 10 ²	1,8
	0,37BT	0,93	+1,4	-1,0	+0,40	-0,40	3,2	0,60	48	1 · 10 ⁶	1,3
	0,3BT	0,93	+1,0	-0,9	+0,40	-0,45	4,0	0,60	48	1 · 10 ⁴	2,8
	0,27BT	0,90	+2,0	-1,4	+0,60	-0,55	1,8	0,45	36	2 · 10 ³	2,7
	0,2BT	0,94	+0,9	-1,4	+0,30	-0,40	3,3	0,60	48	2 · 10 ⁵	1,7
	0,16BT	0,93	+1,8	-1,2	+0,45	-0,60	4,3	0,50	40	5 · 10 ²	2,4
	0,12BT	0,91	+2,0	-1,3	+0,55	-0,74	5,8	0,35	28	6 · 10 ⁴	2,5
Li-Mg-Mn	3BT	0,89	+0,3	-0,25	+0,25	-0,25	1,2	0,60	48	5 · 10 ⁵	1,8
Li-Na	100П	0,90	+0,2	-0,2	+0,10	-0,10	1,2	0,65	52	1 · 10 ⁶	1,8
	101П	0,90	+0,15	-0,15	+0,10	-0,10	1,2	0,65	52	1 · 10 ⁶	1,8
Mg-Mn-Ca	300П	0,94	+0,9	-1,4	+0,3	-0,4	3,3	0,6	48	2 · 10 ³	1,7

Т а б л и ц а 2.31

Типоразмеры кольцевых сердечников из ферритов с ППГ

Марка феррита	Размер сердечника $D \times d \times h$, мм	Марка феррита	Размер сердечника $D \times d \times h$, мм
0,16BT	$2 \times 1,4 \times 0,8$ $2 \times 1,4 \times 1$ $2,4 \times 1,8 \times 0,6$ $3 \times 2 \times 0,5$ $3 \times 2,2 \times 1$ $3 \times 2 \times 1,3$ $4 \times 2,8 \times 1,3$ $7 \times 4 \times 2$ $10 \times 6 \times 2$	0,7BT	$2 \times 1,4 \times 0,9$ $4 \times 2,8 \times 1,3$ $7 \times 4 \times 2$ $10 \times 6 \times 2$
		0,9BT	$1,2 \times 0,8 \times 0,35$ $2 \times 1,4 \times 0,8$ $2 \times 1,4 \times 1$
0,27BT	$2 \times 1,4 \times 1$ $3 \times 2 \times 1,3$ $3 \times 2,2 \times 1$ $4 \times 2,5 \times 1,5$	1,3BT	$1,4 \times 1 \times 0,4$ $1,4 \times 1 \times 0,6$ $2 \times 1,4 \times 0,8$
0,3BT	$3 \times 2 \times 1,3$	1,5BT	$3 \times 2 \times 1,3$ $3 \times 2 \times 1,5$
0,37BT	$2 \times 1,3 \times 0,7$	1,75BT	$1,2 \times 0,8 \times 0,4$

Пленочные магнитные материалы с ППГ находятся в стадии лабораторных исследований и нормалей на эти элементы не существует.

* *
*

Сравнивая свойства различных групп материалов с ППГ, можно сделать следующие выводы.

При создании аппаратуры, работающей в широком температурном диапазоне, необходимо использовать сердечники из металлических лент тонкого и сверхтонкого проката. В переключающих устройствах, работающих на частотах в сотни килогерц, также целесообразно применять сердечники из сплавов 79НМ (или 79НМА) с толщиной ленты 3 мкм и менее, так как эти сердечники имеют наименьшее значение коэффициента переключения 24 — 32 А·мкс/м. При частотах перемагничивания в десятки килогерц лучше использовать сердечники из сплава 34НҚМП с толщиной ленты 10 и 5 мкм, которые имеют высокий коэффициент прямоугольности (до 0,98).

Т а б л и ц а 2.32

Магнитные свойства сплавов
с ППГ после окончательной
термической обработки
(по данным ГОСТ 10160—62)

Марка сплава	Толщина или диаметр, мм	H_c , А/м (не более)	α при $H =$ $= 800$ А/м (не менее)
50НП	0,02	20	0,85
	0,05	18	
50НП-У	0,02	16	0,90
	0,05	14	
65НП	0,02—0,04	6,4	0,90
	0,05—0,08	3,2	
	0,10—0,18	2,8	
	0,20—0,30	2,4	
	0,35—0,50	2,4	
34НКМП	0,02—0,04	16	0,90
	0,05—0,08	12	0,87
	0,10—0,18	8	0,85
	0,20—0,50	6,4	0,85

Вследствие сложности технологического процесса сердечники из ленты сверхтонкого проката являются дорогими элементами, поэтому желательно использование ферритовых сердечников, особенно когда необходимо их большое количество.

В запоминающих устройствах целесообразно применение сердечников из ферритов 0,9ВТ; 1,3ВТ; 1,5ВТ; 1,75ВТ; 2,1ВТ; 3ВТ; в логических схемах — из ферритов 0,12ВТ; 0,16ВТ и др. Размеры сердечников обычно определяются их технологичностью производства, разбраковки и сборки, числом витков обмоток, размещенных на сердечнике, и мощностью, передаваемой через магнитный элемент.

Применение магнитных пленок целесообразно в малогабаритных быстродействующих запоминающих устройствах.

Т а б л и ц а 2.33

Магнитные свойства сплавов с ППГ в виде ленты толщиной
0,003 мм

Марка сплава	H_c , А/м	B_r , Т	α	H_T , А/м	S_{ω} , А · мкс/м
50НП	28—32	1,40	0,90—0,91	48—56	79—87
60НП	20—24	1,25	0,95—0,96*	40—48	87—95
68НМП	16—20	1,20	0,94—0,95*	40—56	79—87
34НКМП	40—48	1,10	0,95—0,96*	56—64	95
80НМА	3,6—4,8	0,65	0,88—0,90	24	28
79НМ	6,4—7,2	0,60	0,90—0,91	24	28
77НМД	4,8—5,6	0,55	0,91—0,92	20	24

* После термомангнитной обработки.

§ 2.19. Ферриты для устройств СВЧ *

Диапазон СВЧ охватывает интервал частот от сотен мегагерц до тысяч гигагерц, т. е. диапазон длин волн от метров до миллиметров. Для передачи энергии такой частоты применяют волноводы, а также коаксиальные и полосковые (ленточные) линии передачи. Волноводы представляют собой полые металлические трубы, чаще всего с круглой или прямоугольной формой поперечного сечения, вдоль которых могут распространяться электромагнитные волны. На рис. 2.59 показаны коаксиальная линия передачи, некоторые типы волноводов и структура электромагнитного поля в них. Полосковые линии передачи состоят из металлических лент, пространство между которыми может быть заполнено твердым диэлектриком или воздухом. На миллиметровых волнах в качестве линий передачи используют полые волноводы, а на метровых — большей частью полосковые и коаксиальные линии, так как волноводы имеют здесь слишком большие размеры. Выбор типа устройства для передачи электромагнитной энергии зависит не только от частоты, но и от других условий, например от уровня мощности.

Металлические магнитные материалы на СВЧ не применяют, так как вследствие малого электрического сопротивления они являются идеальными отражателями СВЧ-волн. Ферриты, обладая удельным электрическим сопротивлением в миллионы раз более высоким, чем металлы, пропускают волну СВЧ без значительных отражений или потерь. Однако в процессе прохождения через феррит волна может активно взаимодействовать с вращающимися электронами, определяющими магнитные свойства вещества. В результате такого взаимодействия меняется структура поля, скорость распространения

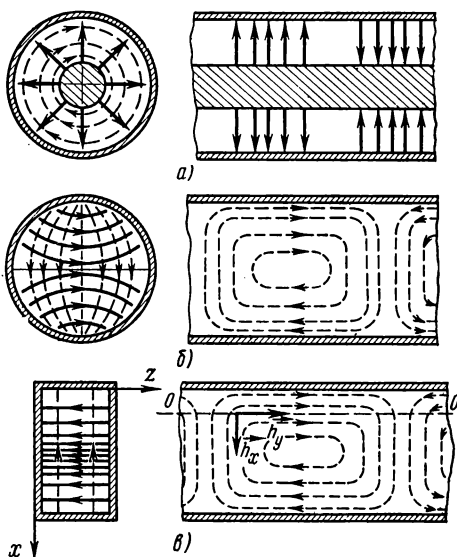


Рис. 2.59. Основные типы волноводов и структура электромагнитного поля в них (сплошными линиями обозначены электрические силовые линии; пунктирными — магнитные):

a — коаксиальная линия передачи; волноводы: *б* — круглый; *в* — прямоугольный

* Основные принципы работы и примеры выполнения ферритовых устройств СВЧ приведены в § 4. 4.

волны и возникают различные эффекты, например эффект Фарадея.

Ферриты позволили создать:

1) устройства СВЧ, не удовлетворяющие принципу взаимности, т. е. имеющие существенно различные характеристики для разных направлений распространения энергии (вентили и циркуляторы);

2) устройства СВЧ с быстроуправляемыми параметрами (фазовращатели, переключатели и др.).

Ферритовые устройства СВЧ в качестве обязательного элемента имеют в радиоволноводе ферритовый вкладыш, различный по форме и свойствам, размещенный по-разному внутри волновода и находящийся под действием управляющих (постоянных или переменных) полей.

Полдер показал, что однородное переменное магнитное поле h диапазона СВЧ, приложенное к равномерно намагниченному и насыщенному вдоль оси z полем H_0 образцу феррита, создает в образце магнитную индукцию, составляющие которой можно представить так:

$$\left. \begin{aligned} b_x &= \mu h_x - jkh_y; \\ b_y &= \mu h_y + jkh_x; \\ b_z &= \mu_0 h_z, \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

где

$$\mu = \mu_0 + \frac{\gamma \mu_0 / \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2};$$

$$k = \frac{\gamma \mu_0 / \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \omega_0 = \gamma H_0.$$

В приведенных выражениях приняты следующие обозначения: $\gamma = 0,035$ МГц/А/м — гиромагнитное отношение; ω_0 — частота прецессии электрона, помещенного в постоянное поле H_0 (частота гиромагнитного резонанса); ω — частота переменного поля СВЧ; k — коэффициент. Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Под полем H_0 надо понимать внутреннее поле, действующее в образце.

Из выражений (2.28) видно, что составляющая h_x вектора поля СВЧ, действующая по оси x , создает компоненты высокочастотной магнитной индукции как в направлении оси x , так и в направлении оси y ; то же относится и к составляющей h_y . Это указывает на возможность перехода энергии электромагнитной волны из одной плоскости поляризации в плоскость, ей перпендикулярную.

Связь между пространственными векторами магнитной индукции и напряженности магнитного поля может быть представлена в виде тензора магнитной проницаемости (тензора Полдера) $\vec{\mu}$.

Тензор Полдера является несимметричным (его недиагональные компоненты не равны между собой); наличие несимметричности

позволило создать устройства, не отвечающие принципу взаимности. Вторая характерная особенность этого тензора состоит в том, что зависимости компонентов тензора от ω и H_0 имеют резонансный характер. При совпадении ω с частотой прецессии ω_0 возникает гиromагнитный резонанс, что сопровождается резким увеличением поглощения ферритом электромагнитной энергии. Это явление используют при создании некоторых ферритовых устройств СВЧ, например резонансных вентиляей.

Наглядное представление об особенностях магнитной проницаемости на СВЧ можно получить, рассмотрев часто реализуемое практически взаимно перпендикулярное расположение постоянного магнитного поля H_0 , направленного по оси z и поляризованного по кругу переменного поля

$$h(h_x = h; h_y = \pm jh; h_z = 0).$$

В этом случае магнитная проницаемость μ_{\pm} , представляющая собой простую линейную комбинацию компонентов тензора $\vec{\mu}$, является скалярной величиной и при наличии потерь, всегда имеющих место в реальных условиях, выражается комплексным числом

$$\mu_{\pm} = \mu'_{\pm} - j\mu''_{\pm}, \quad (2.29)$$

где индексы «+» и «-» означают круговую поляризацию соответственно правого и левого вращения.

На рис. 2.60 приведены графики зависимостей действительной μ' (кривые а), мнимой μ'' (кривые б) частей магнитной проницаемости и намагнитченности в координатах $\mu_0 I$ (кривые в) от поля H_0 при $\omega = \text{const}$.

По рис. 2.60, а и б видно, что зависимости μ'_+ и μ''_+ от поля H_0 имеют резонансный характер, а μ'_- и μ''_- меняются монотонно.

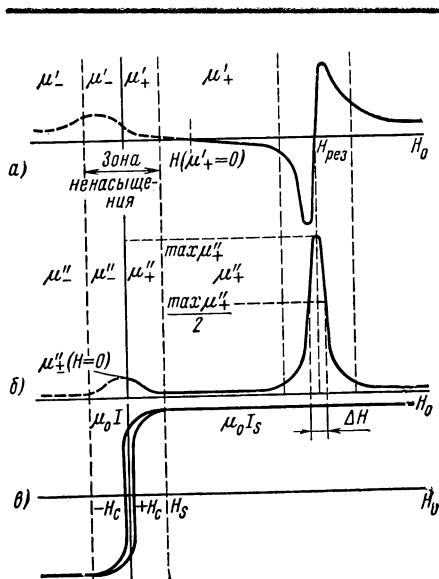


Рис. 2.60. Зависимость компонентов комплексной проницаемости от постоянного поля H_0 при поперечном магнитном поле h круговой поляризацией правого (+) и левого (—) вращения

Ширину резонансной кривой принято оценивать величиной ΔH , которую называют шириной линии гироманитного резонанса и определяют как разность полей, при которых

$$\mu_+'' = \frac{\max \mu_+''}{2}.$$

Чем меньше величина ΔH , тем сильнее (при прочих равных условиях) поглощение электромагнитной энергии, что для ряда ферритовых устройств СВЧ является желательным. Ширина кривой гироманитного резонанса — один из главных параметров, характеризующих свойства ферритов для СВЧ.

Кроме значения ΔH , к основным характеристикам феррита СВЧ относятся: намагниченность насыщения I_s , точка Кюри Θ , диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ и тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta_\epsilon = \epsilon''/\epsilon'$. Две последние величины влияют на скорость распространения электромагнитной волны.

При конструировании ферритовых устройств СВЧ наряду с основными параметрами требуется знать остаточную магнитную индукцию, коэрцитивную силу, начальную магнитную проницаемость, зависимости всех параметров от температуры, частоты и внешнего магнитного поля.

При использовании материала в сложных климатических условиях и при повышенных значениях уровня мощности СВЧ, необходимо иметь сведения о теплофизических, механических и нелинейных свойствах ферритов.

Важной характеристикой феррита является его плотность (пористость), поскольку от нее зависят параметры I_s , ΔH , ϵ и др.

Размер и конфигурация ферритового вкладыша, помещенного внутрь волновода, определяются назначением устройства СВЧ (вентиль, фазовращатель, циркулятор и т. д.) и условиями его работы (диапазоном рабочих частот и температур, уровнем мощности). Вкладыши изготавливают в виде пластин, дисков и цилиндрических стержней. Для согласования (уменьшения коэффициента стоячей волны в тракте) концы пластин выполняют скошенными, закругленными, ступенчатыми или в виде стрелок.

Кроме названных типов, в качестве вкладышей из ферритов применяют сферы и полусферы (в резонансных вентилях, ограничителях мощности и т. д.) различных диаметров, а также более сложные конфигурации (рамки, шайбы, фигурные пластины).

Обычно при изготовлении ферритов для СВЧ используют окисную технологию. В процессе производства необходимо тщательно соблюдать все особенности технологического процесса, поскольку воспроизводимость материала зависит от многих причин — подбора исходного сырья по содержанию в нем примесей, его «активности», режима помола, режимов предварительного и особенно окончательного обжига и др.

Применение ферритов в дециметровой области диапазона СВЧ и главным образом разработка устройств, в которых используются нелинейные свойства ферритов СВЧ, потребовало создания материалов с минимально узкими линиями гиромангнитного резонанса. Повышение плотности материала, необходимое для уменьшения ширины линии гиромангнитного резонанса, возможно при замене поликристаллического материала монокристаллическим.

Практически для изготовления монокристаллов ферритов наиболее часто применяют два метода: *выращивание монокристаллов из раствора в расплав и пламенно-водородный метод (метод Вернейля)*.

Первый метод заключается в выращивании монокристаллов в расплавленном растворителе. Растворители должны иметь низкую температуру плавления и слабую летучесть. В расплавленном состоянии они должны хорошо растворять исходные окислы, но не сам феррит и легко отделяться от выращенных монокристаллов. Известны различные растворители. Технологический процесс заключается в следующем. Шихту составляют из растворителя и исходных компонентов феррита. После тщательного перемешивания она подвергается нагреванию и охлаждению по соответствующему температурно-временному режиму. После охлаждения монокристалл отделяется. Таким образом, могут быть получены образцы размеров до нескольких миллиметров.

Второй метод заключается в выращивании монокристаллов в кислородно-водородном пламени кристаллизационного аппарата. В этом случае шихта равномерно подается через зону пламени горелки на жаропрочную подложку-свечу. На свече сначала образуется конус из спеченных частиц, а затем из вершины конуса вырастает монокристалл. По мере роста монокристалла свеча с помощью механизма постепенно опускается. Для выращивания ориентированных монокристаллов на свечу устанавливают затравку в виде соответственно ориентированного осколка монокристалла. Таким образом, можно выращивать более крупные образцы диаметром до 10—15 мм, длиной 50—80 мм и более. Высокое качество получаемых монокристаллов определяется в первую очередь высокой степенью чистоты исходных материалов. Ферриты со структурой гранатов (иттриевые ферриты-гранаты) и других редкоземельных элементов применяют как поликристаллические, так и в виде монокристаллов. Монокристаллы гранатов выращивают в окиси свинца с выдержкой при 1325° С и последующим медленным охлаждением до 900° С.

Отечественная промышленность выпускает свыше 50 марок поликристаллических ферритов для СВЧ и несколько марок монокристаллов.

В табл. 2.34 приведены основные параметры поликристаллических ферритов для СВЧ. Рассматриваемую группу ферритов можно подразделить в зависимости от их химического состава на подгруппы. Приведем краткую характеристику каждой из них.

Т а б л и ц а 2.34

Основные параметры поликристаллических ферритов для СВЧ

Марка феррита	μ_0 / ϵ , Т	H_c , А/м	μ'	θ , °С	ϵ''	$\operatorname{tg} \delta_g \cdot 10^3$	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м³	ρ , Ом · м	ΔH , кА/м	
									$\lambda = 3$ см	$\lambda = 10$ см
Иттриевые ферриты-гранаты										
10СЧ6	0,175	56	100	280	14,8	7	5,02	$1,2 \cdot 10^{10}$	—	4,8
30СЧ3	0,120	64	80	230	14,6	6	5,01	$3,8 \cdot 10^9$	—	5,6
30СЧ6	0,130	80	70	280	15	3	5,40	$3,1 \cdot 10^8$	—	8
40СЧ2	0,075	56	50	180	14,4	5	4,97	$5,1 \cdot 10^{11}$	—	4,8
40СЧ4	0,085	200	30	280	15,5	3	5,60	$9,9 \cdot 10^{10}$	—	13
40СЧ5	0,065	48	—	170	14,5	4	4,96	—	—	4,8
60СЧ	0,047	80	30	150	14	4	4,92	$9,0 \cdot 10^9$	—	4,8
80СЧ	0,030	160	20	120	13,5	3	4,91	$1,6 \cdot 10^9$	—	4,8
90СЧ	0,021	40	—	100	13	3	4,88	—	—	4,0
Литиевый феррит										
10СЧ9	0,070	80	20	180	13	3	4,89	$3,0 \cdot 10^8$	—	15
Магнелиевые ферриты										
2СЧ1	0,200	320	20	300	11,3	—	4,05	$5,0 \cdot 10^6$	42	—
3СЧ	0,178	400	13	320	11,6	—	4,1	$5,5 \cdot 10^8$	52	—
3СЧ1	0,170	480	13	380	8,2	—	3,6	$1,9 \cdot 10^7$	57	—
3СЧ2	0,110	560	10	300	6,5	—	3,1	$4,1 \cdot 10^5$	64	—
3СЧ5	0,230	240	50	260	12,5	—	4,20	$3,9 \cdot 10^8$	32	—
3СЧ6	0,330	32	80	180	13	—	4,70	$1,1 \cdot 10^5$	8	—
3СЧ7	0,190	200	20	320	12,2	—	4,30	$3,2 \cdot 10^8$	24	—
3СЧ9	0,340	32	50	210	13,2	—	4,60	$1,0 \cdot 10^4$	9,6	—
3СЧ15	0,220	160	15	370	12	—	4,50	$4,7 \cdot 10^7$	32	—
4СЧ3	0,110	800	8	350	5,4	—	2,55	$1,6 \cdot 10^5$	64	—
4СЧ4	0,170	280	25	300	10,5	—	3,90	$4,8 \cdot 10^5$	40	—
4СЧ5	0,120	640	15	340	8,0	—	3,05	$7,0 \cdot 10^8$	64	—
4СЧ11	0,220	160	21	300	9,5	—	4,20	—	24	—
Никелевые ферриты										
1СЧ	0,450	200	100	300	12,2	—	4,85	$8,2 \cdot 10^4$	33,5	—
1СЧ2	0,290	320	20	450	12,5	—	4,95	$1,7 \cdot 10^7$	22,0	—

1C43	0,440	240	80	420	11,0	—	4,40	1,3 · 10 ³	32	—
1C44	0,480	88	80	420	12,3	—	5,05	4,8 · 10 ⁶	13,5	—
2C4	0,220	720	14	500	10,0	—	4,5	5,9 · 10 ⁴	56	—
2C44	0,450	120	50	440	12,5	—	5,0	5,3 · 10 ⁶	9,6	—
3C48	0,450	320	50	370	11,2	—	4,75	8,7 · 10 ⁴	36	—
4C48	0,230	350	12	450	12,2	—	5,05	7,9 · 10 ²	48	—
4C49	0,320	360	30	450	11,0	—	5,0	2,0 · 10	22	—
4C410	0,220	320	22	500	12,4	—	5,10	7,8 · 10 ⁷	17,5	—
5C4	0,310	96	90	350	12	—	5,10	3,0 · 10 ⁶	11	—
1C47	0,490	120	140	320	12,5	—	4,95	—	13,5	—
3C416	0,340	120	—	370	12,7	—	5,10	—	9	—

Магнитные ферроалюминаты										
4C4	0,080	440	8	280	4,5	—	3,0	9,0 · 10 ⁵	72	—
4C41	0,100	400	10	280	5,5	—	3,20	4,0 · 10 ⁵	56	—
4C46	0,120	320	15	280	10	—	3,75	3,6 · 10 ⁶	48	—
6C41	0,145	80	65	180	12	—	4,20	3,0 · 10 ⁶	—	10,4
8C41	0,175	360	12	280	9,6	3	3,85	1,5 · 10 ⁵	—	32
10C4	0,080	400	10	270	10	2	4,00	2,0 · 10 ⁷	—	32
30C42	0,110	80	30	150	10	15	4,20	1,7 · 10 ⁶	—	13
30C44	0,085	160	35	120	10	3	4,0	7,2 · 10 ⁸	—	8

Никелевые и магнитные феррохромиты										
4C42	0,075	520	9	280	6,2	—	3,00	5,2 · 10 ⁶	56	—
10C41	0,065	320	13	160	8	4	3,20	6,8 · 10 ⁵	—	24
10C48	0,065	128	20	140	9,5	3	3,80	5,8 · 10 ⁵	—	16
10C412	0,110	640	10	300	9,8	7	4,60	5,2 · 10 ⁴	—	20
15C4	0,120	720	9	320	4,8	6	4,5	6,8 · 10 ⁴	—	36
15C41	0,055	200	20	150	6,8	3	3,00	3,2 · 10 ⁵	—	24
30C4	0,070	280	13	160	9,5	2	3,90	3,3 · 10 ⁵	—	17,6
30C41	0,130	240	25	240	11,2	5	4,40	3,0 · 10 ⁶	—	13
4C4	0,085	72	60	90	10,2	2	4,30	9,7 · 10 ⁶	—	7

Примечание. $\mu_0 f_s$ измерена в поле 400—640 кА/м; H_c определена на кольцевых образцах при напряженности поля в образце 4 кА/м; μ' — при $f = 1,1$ МГц; ϵ' и $\text{tg } \delta_\epsilon$ — при $f = 3000$ МГц. Все измерения сделаны при комнатной температуре.

Иттриевые ферриты-гранаты с частичным замещением в некоторых марках ионов иттрия и железа ионами других элементов (например, алюминия) характеризуются наиболее узкими значениями ширины линии гироманнитного резонанса. Среди ферритов, применяемых в низкочастотной части диапазона СВЧ, они являются наиболее распространенными. Их применяют также и в устройствах СВЧ, работающих на других частотах, что объясняется малыми диэлектрическими потерями при относительно высокой намагниченности.

Литиевые ферриты стали разрабатывать сравнительно недавно, их перспективность видят в высокой термостабильности и хорошей пря-

Т а б л и ц а 2.35

**Тип кристаллической структуры и химическая формула
выращиваемых монокристаллов**

Марка монокристалла	Тип кристаллической структуры	Химическая формула
13КШ47	Шпинель	$Mn_{1,08}Fe_{1,92}O_4$
3КШ31	»	$Mn_{0,45}Mg_{0,61}Fe_{1,94}O_4$
2КГ04	Гранат	$Bi_{0,68}Ca_{2,32}Fe_{3,7}V_{1,16}O_{12}$
2КГ05	»	$Bi_{0,4}Ca_{2,6}Fe_{2,4}V_{1,8}O_{12}$
1КГ06	»	$Bi_{0,2}Ca_{2,8}Fe_{3,6}V_{1,4}O_{12}$
0,5КГ17	»	$Y_3Fe_5O_{12}$
3КШ20	Шпинель	$MgFe_2O_4^*$
2КШ12	»	$MgFe_2O_4^{**}$
3КШ32	»	$NiFe_2O_4$
2КШ37	»	$Li_{0,5}Fe_{2,5}O_4$
2,5КШ19	»	$Li_{0,35}Al_{0,35}Fe_{2,15}O_4$
2КШ30	»	$Li_{0,35}Al_{0,2}Fe_{2,3}O_4$
2КШ37	»	$Li_{0,5}Fe_{2,5}O_4$
3КШ44	»	$Li_{0,4}Zn_{0,1}Fe_{2,45}O_4$

* После синтеза.

** После медленной термообработки.

моугольности петли гистерезиса. Последнее свойство важно для создания ферритовых устройств СВЧ с магнитной памятью.

Магниево-ферриты применяют в средней части сантиметрового диапазона. Для них характерны малые значения магнитных и диэлектрических потерь, но относительно низкая термостабильность.

Никелевые ферриты имеют высокие значения намагниченности насыщения и относительно небольшую ширину линии гиromaгнитного резонанса. Их используют в основном в миллиметровом диапазоне длин волн и в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Преимущество этой группы ферритов — высокая термостабильность.

Т а б л и ц а 2.36

Характеристики некоторых марок монокристаллов и изделий из них

Марка монокристалла	μ_0 / s , Т	θ , °С	ΔH , А/м ($f = 9100$ МГц)	ρ , Ом · м	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м³	Форма и размеры изделий, мм
13КШ47	0,47	290	1040	$2 \cdot 10^1$	4,97	Сферы $\varnothing (0,4-2,0) \pm 0,05$
3КШ31	0,31	295	360	$5 \cdot 10^2$	4,70	
2КГ04	0,035	247	200	10^{10}	4,77	Сферы $\varnothing (0,4-2,5) \pm 0,05$ Диски $\varnothing (2,0-4,0)$, $l (0,2-2,0)$
2КГ05	0,05	232	120	$5 \cdot 10^{10}$	4,46	
1КГ06	0,065	220	80	10^{11}	4,26	
0,5 КГ17	0,175	283	28—32	$2 \cdot 10^{11} - 10^{12}$	5,17	Сферы $\varnothing (0,4-10) \pm 0,05$ Диски $\varnothing (2,0-10)$, $l (0,2-2,0)$ Цилиндры $\varnothing (2-7)$, $l (2-15)$
3КШ20	0,202	340	250—280	$7 \cdot 10^2$	4,5	Сферы $\varnothing (0,4-1,5) \pm 0,05$
2КШ12	0,122	380	160—200	$7 \cdot 10^4$	4,5	
3КШ32	0,320	640	160—240	$5 \cdot 10^4$	5,38	
2КШ37	0,365	670	160	$5 \cdot 10^3$	4,78	
2,5КШ19	0,185	550	240	10^3-10^4	4,53	Сферы $\varnothing (0,4-1,5) \pm 0,05$
2КШ30	0,29	600	160	10^3-10^4	4,68	
2КШ37	0,365	670	160	10^3-10^4	4,78	
3КШ44	0,44	570	240—320	10^3-10^4	4,8	

Магниево-ферроалюминаты и магниево-феррохромиты применяют в длинноволновой части диапазона СВЧ. Их недостаток — малая термостабильность (низкие значения точки Кюри).

Никелево-феррохромиты применяют в резонансных устройствах, работающих при высоком уровне мощности.

Выбирают отдельные марки ферритов на основании анализа всех условий работы феррита — типа устройства, частотного диапазона, уровня мощности, климатических воздействий и т. п. Некоторые примеры выбора марки феррита даны в § 4.4.

В табл. 2.35 приведены типы кристаллических структур и химические формулы выращиваемых монокристаллов, а в табл. 2.36 — некоторые характеристики этих монокристаллов, форма и размеры изделий из них.

Сферы монокристаллов иттриевого феррита-граната применяют в фильтрах СВЧ различных конструкций (в параметрических усилителях, в ограничителях мощности, в циркуляторах). В амплитудных модуляторах диапазона СВЧ используют монокристаллы магниймарганцевых ферритов. В миллиметровом диапазоне СВЧ важное значение имеют монокристаллы барийцинкового гексаферрита.

§ 2.20. Прочие материалы

Кроме рассмотренных основных групп магнитных материалов, в технике используют и некоторые другие, имеющие ограниченные области применения.

Термомагнитные материалы. Термомагнитными называют материалы с сильной зависимостью магнитной индукции * от температуры в определенном интервале (в большинстве случаев приблизительно $+60 \div -60^\circ \text{C}$). Термомагнитные материалы используют главным образом в качестве магнитных шунтов или магнитных добавочных сопротивлений. Включение таких элементов в магнитные цепи позволяет осуществить компенсацию температурной погрешности или обеспечить изменение магнитной индукции в воздушном зазоре по заданному закону (терморегулирование). Помимо этого, термомагнитные материалы применяют в индукционных печах для поддержания заданной температуры, в реле, момент срабатывания которых зависит от температуры, и т. д.

К термомагнитным материалам предъявляют следующие специальные требования:

1) крутой ход термомагнитной характеристики $B = f(t)$ при $H = \text{const}$, т. е. высокое удельное температурное изменение индукции $\alpha = \Delta B / \Delta t$. Это объясняется так: чем чувствительнее термомаг-

* Точнее, намагниченности насыщения, так как обычно термомагнитный материал работает в режиме насыщения.

нитный материал к изменению температуры, тем меньше будут потери магнитного потока за счет включения термошунта или сопротивления. Поскольку большая зависимость индукции от температуры для ферромагнетиков наблюдается в области, близкой к точке Кюри, то последняя для термомагнитных сплавов должна находиться вблизи от рабочих (комнатных) температур. Из ферромагнитных элементов лучше всего этому соответствует никель ($\Theta = 350^\circ \text{C}$); для железа и кобальта точка Кюри намного выше. Материалы с еще более низкой точкой Кюри могут быть получены введением в никель немагнитных присадок;

2) большое значение индукции насыщения, что уменьшает необходимую площадь поперечного сечения термоэлементов; малые поля, необходимые для насыщения;

3) определенная форма термомагнитной характеристики, соответствующая задаче (линейная, гиперболическая, параболическая и т. д.);

4) высокая воспроизводимость характеристик.

Термомагнитные материалы можно разделить на две группы: термомагнитные (компенсационные) сплавы (ТКС) и многослойные термомагнитные (компенсационные) материалы (ТКМ).

К ТКС относятся: сплавы Ni-Fe-Cr (компенсаторы), Ni-Cu (кальмаллои), Ni-Fe (термаллои).

Наибольшее применение имеют компенсаторы. На рис. 2.61 приведены кривые зависимости магнитной индукции этих сплавов от температуры и содержания хрома. Преимуществами компенсаторов являются обратимость свойств в диапазоне изменения температур $\pm 70^\circ \text{C}$, удовлетворительная воспроизводимость характеристик, хорошая механическая обрабатываемость.

Кальмаллои обладают сравнительно малой индукцией, поэтому магнитные шунты из этих сплавов должны иметь большое сечение.

Термаллои под действием отрицательных температур необратимо изменяют свои свойства и, кроме того, имеют сильную зависимость точки Кюри от состава (изменение содержания никеля на 0,25% смещает точку Кюри на 10°C), т. е. плохую воспроизводимость характеристик.

В табл. 2.37 приведены химический состав и магнитные свойства некоторых термомагнитных сплавов. Сплавы изготавливают в виде

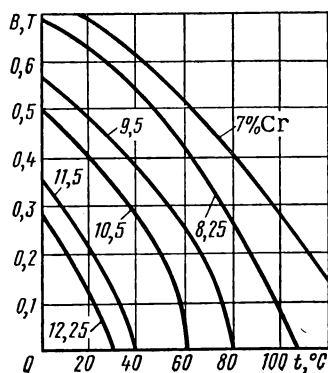


Рис. 2.61. Кривые зависимости магнитной индукции сплава Ni-Fe-Cr с содержанием 35% Ni от температуры и содержания хрома в поле напряженностью 8 кА/м

горячекатаных или кованных прутков с диаметром 10—80 мм без окончательной термической обработки.

Кроме указанных в табл. 2.38 марок, промышленность выпускает и ряд других, например сплавы Н38Х14 и Н33Ю1, основные свойства которых даны в табл. 2.41. Сплавы Н38Х14 и Н33Ю1 изготавливают в виде полос толщиной 0,8—1,5 мм, шириной 20—35 мм.

ТКМ получают при совместной прокатке листов или полос из ТКС различного химического состава, т. е. с различными термомагнитными свойствами. Подбирая соответствующим образом исход-

Т а б л и ц а 2.37

Химический состав и магнитные свойства некоторых термомагнитных сплавов

Марка сплава	Химический состав*, % (остальное железо)	μ_{112}	B_{112} , Т	Температурный интервал линейной зависимости магнитной проницаемости, °С	Допустимое отклонение от линейной зависимости, %	ТК μ , % на 1 °С
ЭП-544: группа А	30,5—32,0 Ni; 2,8—3,8 Cr;	3,0—3,3	0,42—0,46	От —60 до +70	± 5	0,6—0,9
группа Б	1,5—2,0 Mn	3,2—3,5	0,45—0,49			
ЭП-545: группа А	30,5—32,0 Ni; 3,0—3,8 Cr;	3,5—3,8	0,49—0,53	От —60 до +85	± 6	0,6—0,9
группа Б	0,3—0,7 Mn	3,8—4,1	0,53—0,57	» —60 » +90		
ЭП-546: группа А	31,5—33,0 Ni; 3,0—4,0 Cr;	4,1—4,5	0,57—0,63	От —60 до +100	$\pm 7,5$	0,4—0,7
группа Б	Mn не более 0,4	4,5—5,2	0,63—0,73	» —60 » +110		
ЭП-547: группа А	32,7—34,3 Ni; 3,0—3,8 Cr;	5,2—5,8	0,73—0,81	От —60 до +120	$\pm 7,5$	0,4—0,07
группа Б	Mn не более 0,4	5,8—6,5	0,81—0,91	» —60 » +165		

* Для всех марок 0,3—0,61 % S; не более 0,05 % C; 0,02 % S; 0,02 % P.

** Магнитная проницаемость и магнитная индукция, измеренные в поле, $H = 112$ кА/м (1400 Э).

Т а б л и ц а 2.38

Основные свойства термомагнитных сплавов Н38Х14 и Н33Ю1

Марка сплава	Магнитная индукция B , Т, при $H = 8 \text{ кА/м}$				Перепад магнитной индукции ΔB , Т
	при t , °С				
	−20	20	35	80	
Н38Х14 (ЧМТУ 4575—54)	0,21—0,37	0,035—0,24	0,02—0,16	—	0,18—0,24 при −20 ÷ +20° С
Н33Ю1 (ЧМТУ 4773—54)	—	0,3—0,8	—	0,1—0,5	0,22—0,4 при 20 ÷ 80° С

ные ТКС и толщину полос, можно получить ТКМ с заданными свойствами. ТКМ производят шести марок: 08-1, 09-1, 012-1, 015-1, 015-2, 017-1. Для всех ТКМ нижний предел интервала рабочих температур составляет —60° С. Приближенное значение верхнего предела указывается первой цифрой: 08—80° С, 015—150° С и т. д. Последняя цифра означает тип кривой: 1 — прямая, 2 — кривая с почти постоянной кривизной. Свойства ТКМ существенно зависят от конечной термической обработки.

Преимуществами ТКМ по сравнению с ТКС являются возможность расчета свойств ТКМ и разнообразие их характеристик, однотипность технологии производства, достижение насыщения в слабых полях, слабая зависимость насыщения от поля.

Известно применение в качестве термомагнитных материалов ферритов. Основные недостатки этой группы материалов состоят в малой величине индукции насыщения и плохой воспроизводимости свойств.

Магнитострикционные материалы. Магнитострикция имеет непосредственное техническое применение в магнитострикционных вибраторах (генераторах) звуковых и ультразвуковых колебаний. Такие вибраторы используют в технологических установках по обработке ультразвуком (механическая обработка хрупких и твердых материалов, обезжиривание и др.), в эхолотах, дефектоскопах, а также в некоторых радиотехнических схемах и устройствах (взамен кварца для стабилизации частоты, в электромеханических фильтрах и т. д.). Как уже отмечалось (см. § 1.8), линейную магнитострикцию обычно оценивают величиной коэффициента магнитострикции $\lambda = \Delta l/l$ (где l — длина стержня при отсутствии поля, Δl — изменение длины под действием поля).

Коэффициент магнитострикции λ может быть как отрицательным, так и положительным.

На рис. 2.62 представлена зависимость коэффициента линейной магнитострикции от напряженности поля для некоторых материалов.

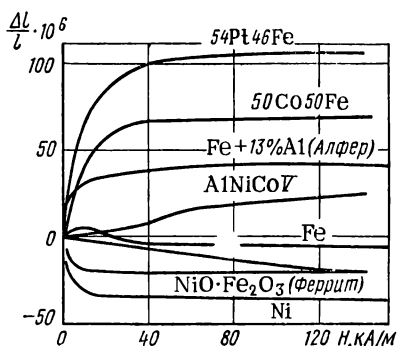


Рис. 2.62. Зависимость коэффициента магнитострикции от напряженности поля для некоторых материалов

Из приведенных кривых видно, что наибольшей магнитострикцией обладает сплав платины с железом, однако его применение в технике ограничено из-за высокой стоимости. Редко применяют также железокобальтовые сплавы, что объясняется их малой антикоррозионной стойкостью, которая требуется при работе вибраторов в воде, плохими технологическими свойствами и большой стоимостью.

Наибольшее применение в качестве магнитострикционных материалов имеют никель, никель-кобальтовые ферриты и реже железоалюминиевый сплав алфер.

Никель имеет большую абсолютную величину $\lambda = -35 \cdot 10^{-6}$.

Обычно применяют никель Н толщиной 0,1 мм в виде жесткой неотожженной ленты. После вырубки пластины оксидируют нагреванием на воздухе до 800°С в течение 15—25 мин. Образованная таким образом оксидная пленка служит для электрической изоляции пластин при сборке пакета. Никель обладает высокими антикоррозионными свойствами и малым температурным коэффициентом модуля упругости.

Железоалюминиевый сплав, содержащий 14% Al, имеет λ (положительный) больше, чем никель, и в 12 раз большее электросопротивление. Это позволяет применять в пакетах листы толщиной не 0,1 мм, как для никеля, а в два-три раза толще. В дальнейшем был предложен сплав алфер (13% Al). Недостатками магнитострикционных железоалюминиевых сплавов являются трудность прокатки, хрупкость и повышенная коррозионность.

Все большее применение получают магнитострикционные ферриты, особенно в прецизионных фильтрах.

На рис. 2.63 приведена эквивалентная схема магнитострикционного резонатора подобного устройства, а на рис. 2.64 — частотная зависимость модуля импеданса такого резонатора.

Свойства ферритовых сердечников при этом оценивают следующими параметрами:

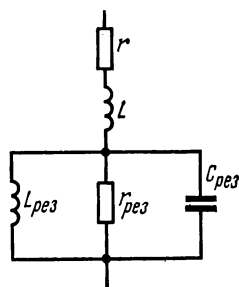


Рис. 2.63. Эквивалентная схема магнитострикционного резонатора:

$Z_{рез}$, $C_{рез}$, $r_{рез}$ — параметры резонатора в момент резонанса; Z , r — параметры резонатора на частоте, далекой от резонанса

коэффициентом магнитомеханической связи

$$K_{\text{св}} = \sqrt{2 \frac{f_a - f_{\text{рез}}}{f_{\text{рез}}}}, \quad (2.30)$$

механической добротностью

$$Q = \frac{r_{\text{рез}}}{4\pi L (f_a - f_{\text{рез}})}, \quad (2.31)$$

температурным коэффициентом резонансной частоты

$$\text{ТКЧ} = \frac{f'_{\text{рез}} - f''_{\text{рез}}}{f'_{\text{рез}} (t'' - t')}, \quad (2.32)$$

где $f_{\text{рез}}$, f_a — соответственно резонансная и антирезонансная частоты (см. рис. 2.64); $r_{\text{рез}}$, L — параметры эквивалентной схемы резонатора (см. рис. 2.63); $f'_{\text{рез}}$, $f''_{\text{рез}}$ — резонансные частоты соответственно при температурах t' и $t'' > t'$.

В качестве магнитострикционных используют никелевые ферриты с различными присадками, чаще всего с ионами кобальта. Технология производства магнитострикционных ферритов в принципе не отличается от технологии производства магнитомягких ферритов (см. § 2.8). Некоторая особенность имеет место только для ферритов, у которых в качестве подмагничивающего используется собственное магнитное поле, обусловленное гистерезисом. Такие ферриты подвергают термомагнитной обработке, которая для трубчатых сердечников осуществляется следующим образом. Сердечники надевают на проволоку, вставляют в муфель, нагревают до 600—650° С, т. е. выше точки Кюри. Далее через проволоку пропускают ток

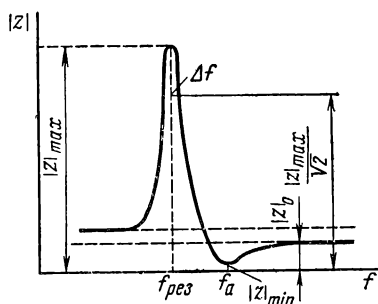


Рис. 2.64. Частотная зависимость модуля импеданса магнитострикционного резонанса:

$f_{\text{рез}}$ — резонансная частота; f_a — антирезонансная частота

Таблица 2.39

Основные динамические параметры магнитострикционных ферритов

Марка феррита	$K_{\text{св}}$	Q	$\text{ТКЧ} \cdot 10^6$	t , °С (для определения ТКЧ)	v *, км/с
12СП	12	2800	12	−10 ÷ +50	5,4—5,75
15СП	15	2500	10	20 ÷ 60	5,4—5,75
10СК	10	2000	10	−10 ÷ +50	3,2—3,5
12СК	12	2000	12	10 ÷ 70	3,1—3,5

* v — скорость распространения упругой волны.

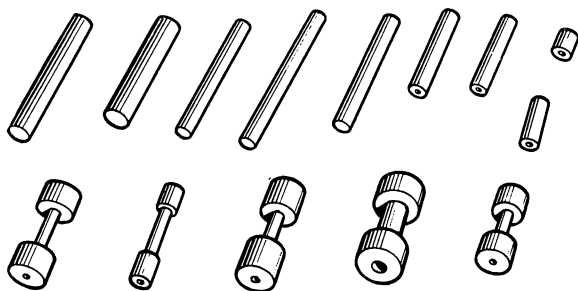


Рис. 2.65. Изделия из
магнитострикционных
ферритов

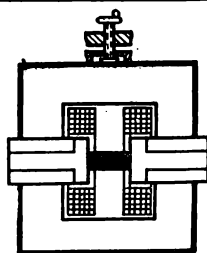
порядка десятков ампер и изделия охлаждаются под током. При этом трубки оказываются намагниченными по окружности, перпендикулярной продольной оси.

В табл. 2.39 приведены основные динамические параметры магнитострикционных ферритов. Ферриты 12СП и 15СП работают с использованием внешнего подмагничивающего поля, а ферриты 10СК и 12СК — в поле остаточной индукции.

На рис. 2.65 представлены изделия из магнитострикционных ферритов.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ИСПЫТАНИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ*



§ 3.1. Общие вопросы магнитных измерений

Магнитные измерения представляют собой обширную область измерительной техники. Испытания свойств магнитных материалов являются только частью этой области. Методику испытаний и аппаратуру для них в зависимости от назначения можно разделить на три вида:

- 1) для приемно-сдаточных испытаний в соответствии с нормативными документами на магнитные материалы;
- 2) для текущего производственного контроля на отдельных стадиях производства магнитных материалов;
- 3) для научно-исследовательских работ.

В настоящей книге кратко рассмотрены только первые два вида испытаний.

Как следует из предыдущих глав, при испытаниях магнитных материалов в большинстве случаев необходимо измерять напряженность магнитного поля, магнитную индукцию и потери на перемагничивание. Диапазон изменения этих величин и условия измерения (температура, частота и др.) для разных групп материалов весьма разнообразны. Приведем краткую характеристику наиболее широко используемых при испытаниях методов и приборов.

Баллистический (импульсно-индукционный) метод ** позволяет измерять изменение потокосцепления с измерительной катушкой

$$\Delta\Psi = C_{\Phi}\alpha, \quad (3.1)$$

где C_{Φ} — постоянная измерительного прибора (баллистического гальванометра или веберметра) по магнитному потоку; α — откло-

* Предполагается, что начальные сведения по магнитным и электрическим измерениям, например в объеме [3.4], читателю известны.

** Четко установленной терминологии в области магнитных измерений нет. В книге приняты наиболее употребительные в нормативных документах и литературе названия.

нение подвижной части указателя (для баллистического гальванометра — первый максимальный или так называемый баллистический отброс), возникающее в результате изменения магнитного потока.

Постоянная C_Φ баллистического гальванометра сложным образом зависит от сопротивления внешней цепи. Поэтому при измерениях необходимо градуировать гальванометр по образцовой мере магнитного потока — катушке взаимной индуктивности, что значительно усложняет процесс измерения. Следует отметить, что точность измерений [справедливость уравнения (3.1)] зависит от отношения длительности импульса ко времени первого отброса. Чем меньше это отношение, тем выше точность, т. е. баллистический гальванометр точнее измеряет короткие импульсы. Ориентировочно можно считать, что при работе баллистического гальванометра в периодическом режиме погрешность, связанная с конечным временем импульса, составляет 0,2—0,3%, если длительность импульса в десять раз меньше времени первого отброса [3.1].

Баллистические гальванометры, представляющие собой лабораторные приборы и требующие стационарной установки (переносные баллистические гальванометры применяют мало, так как они менее чувствительны), характеризуются следующими средними техническими параметрами: $C_\Phi = (0,8 \div 50)10^{-6}$ Вб/(мм/м), основная погрешность при работе в качестве прибора непосредственной оценки около 0,8—1,0% [3.7].

Для измерения магнитного потока применяют также магнитоэлектрические и фотоэлектрические веберметры.

Постоянная C_Φ веберметра мало зависит от изменения внешнего сопротивления в некоторых пределах (для магнитоэлектрических веберметров — до нескольких десятков омов; для фотоэлектрических — до нескольких сотен омов). Поэтому шкалы веберметров градуируют непосредственно в единицах магнитного потока, что является большим преимуществом этих приборов по сравнению с баллистическими гальванометрами.

Магнитоэлектрические веберметры, являющиеся переносными стрелочными приборами, относительно просты по устройству и в обращении; поэтому их широко используют при массовых испытаниях магнитных материалов в цеховых условиях. Основным недостатком этих приборов является низкая чувствительность, которая на 1,5—2 порядка ниже чувствительности баллистических гальванометров.

Веберметрами можно измерять медленно изменяющиеся потоки (секунды и минуты), когда баллистические гальванометры непригодны.

В СССР широко применяют магнитоэлектрический веберметр М1119, обладающий следующими характеристиками: $C_\Phi = 10^{-4}$ Вб/дел; погрешности не выше $\pm 1,0\%$ при сопротивлении внешней цепи до 10 Ом, $\pm 2,5\%$ — до 20 Ом и $\pm 4\%$ — до 30 Ом.

Фотоэлектрические (фотокомпенсационные) веберметры представляют собой сочетание гальванометра с фотокомпенсационным усилителем. Они имеют высокую чувствительность (в 10—15 раз выше, чем самые чувствительные баллистические гальванометры) и градуированную в единицах магнитного потока шкалу. Недостатком фотоэлектрических веберметров является сложность их устройства, вследствие чего эти приборы дороги и дефицитны.

Для определения баллистическим методом магнитной индукции и напряженности магнитного поля на испытуемые образцы накладывают измерительные обмотки.

При измерении магнитной индукции измерительная обмотка должна охватывать образец, прилегая возможно ближе к его поверхности и располагаясь таким образом, чтобы витки были перпендикулярны к направлению магнитного потока.

Изменение магнитной индукции

$$\Delta B = \frac{C_{\Phi} \alpha}{(S w)_B}, \quad (3.2)$$

где $(S w)_B$ — произведение средней площади измерительной катушки на число ее витков (постоянная катушки).

Иногда, например при испытаниях образцов из пермаллоев в защитных каркасах (см. § 3.2), между образцом и измерительной обмоткой существует воздушный зазор, на поток в котором необходимо вводить поправку. В этом случае

$$\Delta B = \frac{C_{\Phi} \alpha}{(S w)_B} - \mu_0 H \left(\frac{S}{S_1} - 1 \right), \quad (3.3)$$

где S_1 — площадь сечения образца; H — напряженность магнитного поля.

При измерении напряженности магнитного поля в образце пользуются тем, что касательная составляющая напряженности магнитного поля на границе сред с разными значениями магнитной проницаемости (образец — воздух) непрерывна. Следовательно, измерив H на поверхности образца, можно считать (с допустимым для большинства практических случаев приближением), что эта же напряженность поля имеет место и в образце.

Катушку для измерения напряженности поля выполняют в виде плоской обмотки, располагая ее перпендикулярно к направлению поля на одной из сторон образца и возможно ближе к нему.

Изменение напряженности магнитного поля

$$\Delta H = \frac{C_{\Phi} \alpha}{\mu_0 (S w)_H}, \quad (3.4)$$

где $(S w)_H$ — постоянная измерительной катушки для измерения напряженности поля.

Некоторые нормативные документы предусматривают учет погрешности, возникающей при использовании баллистического галь-

ванометра с прямолинейной шкалой, которую подсчитывают по формуле

$$\Delta\alpha = \frac{\alpha^3}{3L^2}, \quad (3.5)$$

где α — отклонение указателя, отсчитанное по шкале; L — расстояние между зеркалом гальванометра и шкалой, выраженное в делениях шкалы.

Баллистический метод является классическим методом определения магнитных характеристик в постоянных магнитных полях. Погрешность при испытаниях магнитных материалов этим методом можно оценить приблизительно 1—3%, в случае применения специальных компенсационных схем ее можно уменьшить до десятых долей процента. Основными недостатками баллистического метода являются большая трудоемкость, невозможность проведения непрерывных измерений, трудность автоматизации.

Индукционный метод основан на измерении переменной э. д. с., индуцируемой в катушке при изменении потокосцепления, и может быть использован для измерения как постоянных, так и переменных магнитных полей.

При измерении неизменного во времени поля измерительная катушка вращается в магнитном поле с постоянной скоростью. Устройства, основанные на этом принципе, обычно называют измерительными генераторами. При испытаниях магнитных материалов их применяют как коэрцитиметры.

Основными недостатками измерительных генераторов являются сложность механического устройства, а также сравнительно невысокая точность измерений (3—5%). Применение компенсационных схем позволяет повысить точность до 0,1—0,2%, однако это приводит к значительному усложнению подобных устройств.

При измерении переменных во времени полей измерительная катушка остается неподвижной. Среднее значение э. д. с. E_{cp} , индуцированной в ней вследствие изменения потока, определяют по формулам:

$$E_{cp} = 4f (Sw)_B B_{max} \quad (3.6)$$

и

$$E_{cp} = 4\mu_0 f (Sw)_H H_{max}, \quad (3.7)$$

где H_{max} и B_{max} — максимальные значения соответственно напряженности поля и магнитной индукции; $(Sw)_B$ и $(Sw)_H$ — постоянные измерительных катушек *.

Для измерения средних значений э. д. с. применяют в основном магнитоэлектрические вольтметры в сочетании с фазочувствительными выпрямителями: механическими (вибрационными), полупроводниковыми или ламповыми.

* Размещение измерительных катушек на образце рассмотрено при описании баллистического метода.

Устройства для определения магнитных характеристик с механическими выпрямителями называют феррометрами. Их применяют для испытаний магнитных материалов на промышленной частоте.

Устройства с ламповыми или полупроводниковыми выпрямителями имеют более широкий частотный диапазон, обусловленный главным образом свойствами вольтметров средних значений.

Погрешности измерений B и H индукционным методом в переменных полях составляют 2—5%.

Метод взаимодействия измеряемого поля с полем постоянного магнита (магнитометрический). В этом методе обычно исследуемое намагниченное тело, создающее поле, является неподвижным, а постоянный магнит может вращаться вокруг оси, проходящей через точку опоры. Метод отличается высокими точностью и чувствительностью: погрешность метода составляет десятые доли процента, порог чувствительности примерно 10^{-3} — 10^{-4} А/м. Высокая чувствительность и точность метода обусловили его широкое применение при измерениях слабых полей (например, поля Земли) и для решения некоторых метрологических задач. В области испытаний магнитных материалов метод используют главным образом для измерения магнитных моментов постоянных магнитов и других намагниченных тел посредством приборов, называемых астатическими магнитометрами.

Метод взаимодействия измеряемого поля с полем вспомогательного тока (электродинамический). В приборах, работающих по этому принципу, используется магнитоэлектрический измерительный механизм, для которого, как известно, отклонение указателя пропорционально произведению тока в обмотке рамки на магнитную индукцию в воздушном зазоре. В данном случае ток измеряется амперметром, а величина индукции определяется магнитными свойствами образца, включаемого в магнитную цепь измерительного механизма.

Преимущество метода состоит в том, что шкала указателя может быть отградуирована непосредственно в единицах магнитной индукции. Основными недостатками являются: малые точность и чувствительность, необходимость изготовления образцов определенных размеров, а также относительно большие размеры преобразователя.

В настоящее время приборы, основанные на рассмотренном методе, не выпускают (ранее выпускался прибор ИМИ-1).

Метод, основанный на эффекте Холла, позволяет непосредственно измерять магнитную индукцию или напряженность постоянных, переменных и импульсных магнитных полей.

Гальваномагнитный эффект Холла состоит в следующем. Если образец в виде полупроводниковой * пластинки, по которой про-

* Эффект Холла наблюдается также и у проводников, но у них он весьма мал.

текает ток I , поместить в магнитное поле с индукцией B_n , направленное перпендикулярно плоскости пластинки, то в поперечном к току направлении возникает разность потенциалов

$$E = R\varphi \frac{B_n I}{d}, \quad (3.8)$$

где R — постоянная Холла, характеризующая свойства полупроводникового материала; d — толщина датчика (пластинки); φ — коэффициент, зависящий от отношения длины датчика к его ширине.

Из формулы (3.8) следует, что если через датчик Холла пропустить ток $I = \text{const}$, то по измеряемой э. д. с. можно судить о значении магнитной индукции

$$B_n = kE, \quad (3.9)$$

где k — постоянная для данного устройства величина.

Приборы с датчиками Холла имеют практически равномерные шкалы, не содержат контактов или других сложных механических узлов, позволяют осуществлять дистанционные непрерывные измерения и автоматизировать их.

Существует много полупроводниковых материалов, из которых изготавливают датчики Холла. Применяют датчики двух типов: кристаллические и пленочные. Кристаллические датчики выполняют из германия, сурьмянистого индия, арсенида-фосфида индия и некоторых других материалов, а пленочные — из селенида ртути и сурьмянистого индия. Чувствительность пленочных датчиков меньше, чем кристаллических, однако они могут быть изготовлены очень малой толщины (что особенно важно, например, при измерении полей в узких зазорах) и имеют, как правило, лучшую температурную стабильность. Кроме того, пленочные датчики механически прочнее кристаллических.

В качестве примера приведем технические характеристики серийно выпускаемого прибора Ф4354/1 с датчиком Холла: пределы измерения 150—300—600—1500 мТ; класс точности 2,5; размеры пластинки датчика $1,5 \times 2 \times 0,3$ мм; размеры зонда $80 \times 4,5 \times 0,75$ мм.

Метод ядерного магнитного резонанса (я. м. р.) основан на использовании резонансного поглощения энергии электромагнитного поля при совпадении частоты этого поля с частотой прецессии магнитного момента атомного ядра, находящегося также под действием постоянного поля H . Это же явление рассматривают с точки зрения поглощения энергии, возникающего при переходах ядер с низких энергетических уровней на более высокие.

Связь между резонансной угловой частотой ω и измеряемым постоянным полем H можно установить на основании следующих рассуждений.

Магнитный и механический моменты ядра атома могут принимать во внешнем поле H лишь определенные ориентации, число которых для ядра атома водорода (протона) равно двум. Одна из этих ориентаций соответствует параллельному, а другая — антипараллельному расположению поля и магнитного момента.

Каждая ориентация обладает определенной энергией. С одной стороны, разность энергий ΔE , соответствующая двум состояниям ядра атома водорода, равна $2\mu_0 H M_P$ (M_P — магнитный момент протона). С другой стороны, энергия, необходимая для переориентации момента ядра из параллельной в антипараллельную, равна энергии поглощенного кванта hf , т. е.

$$\Delta E = 2\mu_0 H M_P = hf, \quad (3.10)$$

где f — частота.

Отсюда

$$\omega = 2\pi f = \frac{4\pi}{h} \mu_0 H M_P = \gamma_P \mu_0 H, \quad (3.11)$$

где γ_P — гиромангнитное отношение протона.

Гиромангнитные отношения для ядер различных элементов определяются опытным путем с большой точностью. Так, для ядра водорода (протона)

$$\gamma_P = 2,675120 \cdot 10^8 \text{ Вб}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{рад}$$

и связь между полем H и частотой f имеет вид

$$H = 1,86907 \cdot 10^{-2} f.$$

Соответственно при использовании ядер лития и дейтерия имеем: $H = 4,8093 \cdot 10^{-2} f_{Li}$; $H = 12,1760 \cdot 10^{-2} f_D$, т. е. частота прецессии (в одном и том же поле) ядер лития ниже частоты прецессии протонов, а ядер дейтерия ниже ядер лития. Используя вместо ядер водорода ядра других элементов, можно менять пределы измерения прибора.

Для измерения по методу я. м. р. ядродержащий образец в виде ампулы, заполненной соответствующим веществом (при использовании ядер водорода — дистиллированной водой), помещают в измеряемое поле H .

Образец охватывается обмоткой, питаемой от высокочастотного генератора, частота f которого известна и может плавно изменяться. При этом высокочастотное поле должно быть направлено перпендикулярно к постоянному полю H .

При значении f , соответствующем уравнению (3.11), происходит поглощение энергии, необходимое для перехода с одного энергетического уровня на другой. Этот момент может быть зафиксирован с помощью радиотехнических средств (например, электронным осциллографом). Измеряемую величину при этом можно определить из уравнения (3.11).

Точность измерений определяется точностью фиксирования момента резонанса и измерения резонансной частоты. Для полей 10^4 — 10^6 А/м значение частоты лежит в диапазоне 10^6 — 10^8 Гц. Такие частоты обычными приборами (волномерами) могут быть измерены с погрешностью до 0,01%, а специальными методами — до 0,0001%.

Для фиксирования момента резонанса можно использовать различные схемы и приборы. Весьма часто для этой цели применяют способ модуляции высокочастотного поля слабым переменным полем низкой частоты (50 Гц). Для этого на образец, кроме катушки высокочастотного контура, накладывается модулирующая катушка. Образец и обе катушки, заключенные в тонкостенный медный стакан вместе с высокочастотным кабелем, представляют собой зонд к прибору.

В результате модуляции на выходе детектора появляется сигнал низкой частоты, который после усиления подается на вертикальные пластины осциллографа. При синусоидальной горизонтальной развертке, синхронной с модулирующим напряжением, на экране осциллографа можно наблюдать резонансную линию. Нужный сдвиг по фазе между напряжением на горизонтальных пластинах и напряжением модулирующего поля устанавливается фазовращателем.

Так как за период модуляции резонансные условия выполняются дважды, то на экране осциллографа одновременно наблюдается два импульса, в общем случае смещенные один относительно другого, что объясняется в основном неоднородностью магнитного поля в пределах объема образца.

Точной настройке в резонанс соответствует симметричное расположение сигналов относительно центра развертки.

Приборам, построенным на основе я. м. р., присуща высокая точность измерения, в десятки раз превышающая точность почти всех других приборов для магнитных измерений. Измерители напряженности магнитного поля, основанные на явлении я. м. р., обладают погрешностью от 0,02 до 0,005%.

Следует также отметить, что в методе я. м. р. предусмотрено использование универсальной постоянной (гиромангнитного отношения), поэтому результат измерения практически не зависит от внешних причин. Это придает методу особую метрологическую ценность.

Диапазон измеряемых полей измерителей напряженности магнитного поля, выполненных на эффекте я. м. р. с использованием рассмотренной методики, называемой методом вынужденной прецессии ядер, составляет приблизительно $1 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^6$ А/м.

Для измерения слабых магнитных полей (порядка земного) явление я. м. р. используют в виде метода свободной прецессии ядер. Однако такого рода измерительные устройства при испытаниях магнитных материалов не применяют.

В СССР на основе явления я. м. р. (по методу вынужденной прецессии) построен и серийно выпускается измеритель магнитной индукции Е-11-2 (бывший ИМИ-2) с пределами измерения 2×10^4 — $2 \cdot 10^6$ А/м. Погрешность прибора не превышает 0,01% при условии, что неоднородность поля в месте размещения датчика не превышает 0,02% на 1 см и 0,1% при неоднородности поля 0,2%. В приборе использован резонанс на ядрах водорода, лития и дейтерия.

П а р а м е т р и ч е с к и й метод основан на измерении параметров катушки, намотанной на испытуемый образец. В зависимости от применяемых при этом средств измерения различают мостовой, резонансный и компенсационный методы.

Мостовой метод применяют при определении магнитных характеристик магнитномягких материалов на переменном токе для диапазона частот 50 Гц — 200 МГц в слабых полях. При низких частотах возможны измерения и в сравнительно сильных полях.

Метод основан на том, что по измеренным с помощью моста переменного тока индуктивности L_x и активному сопротивлению r_x обмотки с исследуемым магнитным образцом определяют свойства материалов по формулам:

$$\mu' = \frac{\pi D_{\text{ср}}}{\mu_0 S \omega^2} L_x; \quad (3.12)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\mu''}{\mu'} = \frac{r_{\text{п}}}{\omega L_x}; \quad (3.13)$$

$$r_{\text{п}} = r_x - r_0, \quad (3.14)$$

где μ' и μ'' — упругая и вязкая составляющие комплексной магнитной проницаемости; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь материала образца; $D_{\text{ср}}$ — средний диаметр образца; S — площадь поперечного сечения образца; ω — число витков обмотки; r_0 — активное сопротивление обмотки; $r_{\text{п}}$ — сопротивление потерь; ω — угловая частота.

Силу тока в намагничивающей обмотке для подсчета напряженности поля определяют, например, следующим образом. Измеряют ток в неразветвленной части моста (термоэлектрическим или другим амперметром, показания которого не зависят от частоты) и по известным значениям сопротивлений плеч уравновешенного моста подсчитывают ток в цепи катушки с образцом. В плечо, содержащее L_x и r_x , амперметр непосредственно не включают, так как собственное сопротивление прибора не является постоянным и точно неизвестно.

Максимальные значения магнитной индукции B_{max} и напряженности магнитного поля H_{max} подсчитывают по формулам:

$$B_{\text{max}} = \frac{L_x I \sqrt{2}}{S \omega \cos \delta}; \quad (3.15)$$

$$H_{\text{max}} = \frac{\omega I \sqrt{2}}{\pi D_{\text{ср}}}, \quad (3.16)$$

где I — действующее значение тока в цепи обмотки с магнитным сердечником.

Примером мостовой установки, предназначенной для измерения магнитных свойств материалов, может служить установка У520, представляющая собой мост переменного тока для измерений при частотах 500, 1000, 2400 и 4800 Гц. Форма испытуемого образца — кольцообразный сердечник с наложенными на него обмотками. Установка позволяет производить измерения в двух режимах — синусоидальной магнитной индукции или синусоидальной напряженности поля. Величины, непосредственно измеряемые с помощью комплексного устройства: индуктивность в пределах 0,001—1,0 Гн с погрешностью порядка 2%; эквивалентное сопротивление потерь, соответствующее измерению тангенса угла потерь 0,04—0,6 с погрешностью порядка 6%; действующие значения э. д. с. (в режиме синусоидальной индукции) и намагничивающего тока (в режиме синусоидальной напряженности поля). Минимальная напряженность поля порядка 1 А/м, максимальная — сотни А/м; максимальная измеряемая индукция 60—80% от индукции насыщения.

Погрешности измерения L_x и r_x мостовыми методами зависят от схемы, частотного диапазона, номинального значения измеряемого сопротивления и составляют в среднем 1—3% для измерения индуктивности и 5% и выше для измерения сопротивления потерь.

Особенно широко мостовые методы применяют при определении магнитных характеристик на высоких частотах ферритов, магнитодиэлектриков и пермаллоев микронного проката.

Резонансный метод основан на измерении добротности колебательного контура, состоящего из катушки индуктивности с испытуемым сердечником и конденсатора переменной емкости. Измерив резонансную емкость контура и его добротность Q , подсчитывают индуктивность и сопротивление катушки с сердечником по формулам:

$$L_x = \frac{1}{\omega^2 C}; \quad (3.17)$$

$$r_x = \frac{1}{\omega C Q}. \quad (3.18)$$

Далее производят расчеты по формулам (3.12) и (3.13).

Приборы, предназначенные для измерения Q , называют измерителями добротности или куметрами.

Колебательный контур питается от высокочастотного генератора, создающего колебания известной частоты f . Напряжение на контуре измеряется ламповым вольтметром. Момент резонанса (значение емкости C) фиксируется при максимальном значении этого напряжения.

В качестве примера укажем технические характеристики куметров Е9-4 и Е9-5А, выпускаемых промышленностью.

Куметр Е9-4 имеет пределы измерения 5—600; диапазон частот 50 кГц — 35 МГц; основная погрешность: $\pm 5\%$ для $Q = 20\text{—}60$; $\pm 4\%$ для $Q = 50\text{—}200$ и $150\text{—}400$.

Куметр Е9-5А имеет пределы измерения 5—1200; диапазон частот 15—250 МГц; основная погрешность: $\pm 10\%$ на частотах до 70 МГц; $\pm 12\%$ на частотах до 100 МГц.

К преимуществам куметров по сравнению с мостовыми схемами, кроме возможности измерений при более высоких частотах, относится большая простота измерений, что позволяет применять их при массовых измерениях в условиях цеха.

Основным недостатком куметра является малая точность, особенно при определении $\operatorname{tg} \delta$. Обычно погрешность таких измерений составляет более 10%. Благодаря специальным методам измерений удается уменьшить эту погрешность, но тогда теряется одно из главных преимуществ этого метода — простота. Куметры не позволяют также расширить измерения в область низких частот, что объясняется трудностями измерения очень малых индуктивностей и активных сопротивлений на этих частотах.

Недостатком данного метода считают и то, что он не позволяет измерять напряженность намагничивающего поля и все измерения возможны только в области слабых полей, причем величина поля разная для разных частот.

Резонансный метод применяют на высоких частотах — приблизительно 1—200 МГц.

Осциллографический метод является разновидностью индукционного. Идея осциллографического метода состоит в следующем. На магнитный образец накладывают намагничивающую обмотку ω_n и обмотку для измерения индукции ω_B . На вертикальные пластины электронного осциллографа (с электростатическим управлением) подают напряжение, пропорциональное намагничивающему току, например с резистора, включенного в цепь последовательно. При этом мгновенное значение напряжения на вертикальных пластинах пропорционально мгновенному значению намагничивающего поля.

На горизонтальные пластины подают напряжение с конденсатора C , включенного последовательно с обмоткой ω_B и активным сопротивлением r . При соблюдении условий $r \gg x_C$ напряжение на горизонтальных пластинах

$$u_c = \frac{1}{C} \int i dt = \frac{1}{C} \int \frac{\omega_B S}{r} \cdot \frac{dB}{dt} = \frac{\omega_B S}{Cr} B_t, \quad (3.19)$$

т. е. его мгновенное значение пропорционально мгновенному значению индукции в образце.

В результате сложения отклонений по горизонтали и вертикали электронный луч описывает кривую, изображающую в некоторых

масштабах (они могут быть подсчитаны) динамическую петлю гистерезиса.

Осциллографический метод обладает исключительной наглядностью и может быть использован в широком частотном диапазоне. Однако большим недостатком метода является его малая точность. Погрешности измерений H и B для этого метода порядка 7—10%. Точность может быть повышена путем применения специальных электронных схем с повышенной стабильностью и малыми частотными искажениями.

Перейдем к характеристике основных методов измерения потерь на перемагничивание.

Ваттметровый метод основан на измерении ваттметром полной мощности, затрачиваемой в цепи катушки с магнитным образцом. Потери на перемагничивание в образце подсчитывают как разность между показаниями ваттметра и потерями в измерительных приборах и намагничивающей обмотке.

В качестве намагничивающего устройства в этом методе наиболее часто применяют прибор Эпштейна, представляющий собой квадратную раму из четырех пустотелых катушек с обмотками. Внутрь катушек помещают пакеты, набранные из полос испытуемого материала. Листы пакетов замыкаются между собой, образуя замкнутую магнитную цепь.

Ваттметровый метод в СССР и в других странах стандартизован для испытания электротехнических сталей (см. § 3.4).

Потери на перемагничивание измеряют при соответствующих частоте и индукции. Частоту определяют частотомером, о значении индукции судят косвенно, по показаниям вольтметра, с помощью которого измеряют действующее значение напряжения U на обмотках прибора Эпштейна. Если прибор работает в режиме заданного напряжения, то можно считать, что

$$U \approx E = 4K_{\Phi} f \omega S B_{\max}, \quad (3.20)$$

где E — э. д. с., уравновешивающая приложенное напряжение; K_{Φ} — коэффициент формы кривой, равный для синусоиды 1, 11; f — частота; ω — число витков обмотки; S — сечение образца; B_{\max} — максимальное значение магнитной индукции.

Задаваясь величиной индукции, по формуле (3.20) можно подсчитать то напряжение, которое необходимо подвести к обмотке, чтобы обеспечить выбранные условия испытания.

Ваттметровый метод позволяет измерять потери только на низких частотах, не выше нижней части звукового диапазона (до нескольких тысяч герц), что объясняется в основном трудностью создания точных высокочастотных ваттметров.

Калориметрический метод основан на измерении тепла, выделяемого перемагничиваемым образцом. Основное преимущество метода по сравнению с ваттметровым состоит в возможности измерений

в сложных режимах намагничивания и в широком частотном диапазоне — от инфранизких частот до СВЧ.

Тепло, выделяемое образцом, можно измерить абсолютным или дифференциальным методом.

Абсолютным методом измеряют температуру жидкости, заполняющей калориметр с образцом. Для этой цели применяют термометры с пределами измерения порядка 18—20° С с ценой деления 0,01° С.

Пределы измеряемых таким методом мощностей составляют от нескольких единиц до нескольких десятков ватт. Относительная погрешность измерения потерь в образце равна приблизительно 1%.

Дифференциальный метод, обладающий большей чувствительностью, чем абсолютный, осуществляют с помощью установки, которая состоит из двух идентичных калориметров: в один помещают испытуемый магнитный образец, а в другой — заменитель образца из диэлектрика с малыми потерями. На образце имеется намагничивающая обмотка, а на заместителе образца — обмотка из провода с большим удельным сопротивлением, по которой пропускают плавно регулируемый постоянный ток известной величины. В каждый калориметр помещают батарею термопар, которые включают навстречу друг другу. Наличие или отсутствие тока в этой цепи контролируется гальванометром. В случае отсутствия тока потери в образце можно вычислить по формуле

$$P = I^2 r, \quad (3.21)$$

где P — мощность постоянного электрического тока, выделяемая в калориметре с заместителем образца.

Дифференциальный метод позволяет снизить предел измерения потерь до единиц милливатт с погрешностью порядка 2,5% в широком диапазоне частот (до 1 МГц).

Для измерения индукции на кольцевой образец кроме намагничивающей наматывают измерительную обмотку, подключаемую к вольтметру (обычно электронному). Погрешность измерения индукции зависит в основном от точности вольтметра и составляет приблизительно 7—8%, а при использовании специальных компенсационных вольтметров может быть снижена до 2—3%.

Таковы основные методы измерения напряженности магнитного поля, магнитной индукции и потерь на перемагничивание.

* *
*

Сделаем предварительные замечания относительно *формы образцов*, применяемых при испытаниях, и некоторых особенностях определения напряженности поля в них. Подробнее эти вопросы рассмотрены в параграфах, посвященных испытаниям различных групп материалов.

Для кольцевого образца со средним диаметром $D_{\text{ср}}$, числом витков намагничивающей обмотки w_n и током в ней I напряженность поля подсчитывают по формуле

$$H = \frac{w_n I}{\pi D_{\text{ср}}}. \quad (3.22)$$

Преимуществом кольцевых образцов, кроме простоты определения величины поля, является высокая степень однородности намагничивания. Однако кольцевые образцы не всегда можно изготовить, на них трудно наматывать обмотки и они не позволяют создавать сильные намагничивающие поля.

Для образцов разомкнутой формы напряженность намагничивающего поля подсчитать трудно, так как для этого надо знать коэффициент размагничивания образца. Поэтому для образцов разомкнутой формы напряженность поля обычно предпочитают не подсчитывать, а непосредственно измерять.

Во многих случаях испытания магнитных материалов проводят в пермеаметрах — устройствах, дополняющих магнитную цепь разомкнутого образца до замкнутой. Основное требование, предъявляемое к пермеаметру, заключается в возможно малом магнитном сопротивлении, которым можно было бы пренебречь в расчетах, считая, что вся м. д. с. затрачивается на намагничивание образца. Пермеаметр также улучшает однородность намагничивания образца. Конструкций пермеаметров известно много, некоторые из них описаны далее.

§ 3.2. Испытания магнитномягких материалов в постоянных магнитных полях

В постоянных магнитных полях испытывают следующие группы магнитномягких материалов: сталь низкоуглеродистую (технически чистое железо), электротехнические (кремнистые) стали и пермаллои. В отдельных случаях эти испытания проводят также и для магнитномягких ферритов. В качестве основного метода испытаний установлен абсолютный баллистический метод. При испытаниях электротехнических сталей допускается применение дифференциального баллистического метода.

Образцы для испытаний могут иметь как замкнутую, так и разомкнутую магнитную цепь. Образцы с замкнутой цепью бывают или кольцевыми или (при испытаниях в аппарате Эпштейна) в виде замкнутого квадрата, составленного из полос испытуемого материала. Образцы с разомкнутой цепью имеют вид прутков или пакета, набранного из полос, и допускаются только при измерении коэрцитивной силы.

Кольцевые образцы для ленточных и листовых материалов изготовляют путем сборки из штампованных колец * (при толщине

* Образцы из штампованных колец нельзя применять для текстурованных материалов.

материала 0,1 мм и более) и путем спиральной навивки. Для материалов большой толщины образцы вытачивают. Ферритовые образцы прессуют. Для уменьшения неоднородности намагничивания образца отношение наружного диаметра кольцевого сердечника к внутреннему не должно превышать 1,3. Образцы (кроме ферритовых) должны быть подвергнуты отжигу по режиму, указанному в стандартах на материалы. После термической обработки образцы из пермаллоев и холоднокатаной электротехнической стали толщиной 0,2 мм и менее для предохранения их от механических воздействий укладывают в защитные каркасы. На образцы, испытываемые без каркаса, навивают ленту минимальной толщины из изоляционного материала. На готовые образцы наносят сначала измерительную, а потом намагничивающую обмотку. В качестве намагничивающей обмотки можно пользоваться одиночным прямым проводом, проходящим через центр кольца перпендикулярно его плоскости, или несколькими прямыми проводами.

Образцы в виде замкнутого квадрата, составленного из полос испытуемого материала, применяют для оценки свойств листовой и ленточной электротехнической стали при толщине листа больше 0,2 мм. Образцы для испытаний изготавливают следующим образом. Из партии листов или рулонов одной марки, одного размера и одного отжига, предъявленных к приемке, отбирают равномерно по высоте стопы контрольные листы (при поставке холоднокатаной стали в рулонах контрольные полосы отбирают от наружных и внутренних витков). Количество контрольных листов зависит от сорта стали и составляет не менее четырех листов от партии.

Из контрольных листов нарезают прямоугольные полосы. Половину полос из горячекатаных и малотекстурованных сталей нарезают вдоль, а вторую половину — поперек прокатки. Дальнейшей обработке (отжигу) полосы не подвергают. Полосы из текстурованных сталей нарезают только вдоль прокатки на расстоянии не менее 5 мм от кромки и подвергают отжигу для снятия наклепа. В дальнейшем из этих полос собирают пакеты для испытаний.

Образцы с разомкнутой цепью в виде прутков или пакетов из полос могут быть использованы или для испытаний в пермеатре или в открытой цепи (в солениде). Рекомендуемые размеры прямолинейных образцов указываются в соответствующих стандартах на материалы.

Точность определения магнитных характеристик зависит от точности определения геометрических размеров образца (площади поперечного сечения, а для кольцевых образцов также от размеров наружного и внутреннего диаметров). Для установления площади поперечного сечения рекомендуется следующий способ. Определяют массу образца (образец взвешивают) и его линейный размер (например, длину прямолинейного образца), из справочных данных узнают плотность данного материала и подсчитывают площадь как частное от деления массы на длину и плотность. Такой спо-

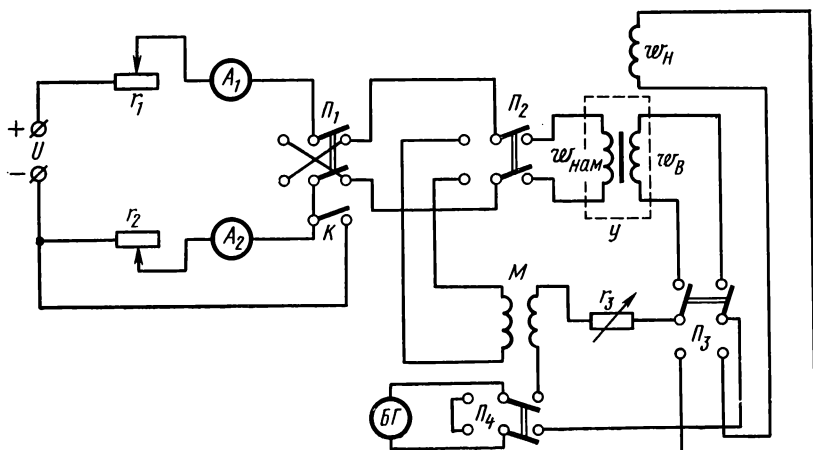


Рис. 3.1. Схема баллистической установки для измерения абсолютным методом:

U — намагничивающее устройство; $w_{\text{нам}}$ — намагничивающая обмотка, наносимая непосредственно на образец в случае кольцевых образцов или предусматриваемая в намагничивающем устройстве; w_B — измерительная обмотка для измерения магнитной индукции; w_H — измерительная катушка для измерения напряженности поля; БГ — баллистический гальванометр; M — образцовая катушка взаимной индуктивности для градуировки гальванометра; Π_1 — переключатель направления намагничивающего тока; Π_2 — переключатель для включения катушки взаимной индуктивности (при градуировке гальванометра); Π_3 — переключатель баллистического гальванометра из цепи для измерения B в цепь для измерения H ; Π_4 — переключатель для выключения и короткого замыкания гальванометра; K — ключ для закорачивания цепи, содержащей A_2 и r_2 (при определении точек петли гистерезиса); r_3 — сопротивление для изменения чувствительности гальванометра; U — источник постоянного тока

соб позволяет находить среднее по всей длине сечение, что практически невозможно сделать, непосредственно измеряя размеры.

Перед определением магнитных параметров образцы размагничивают. Размагничивание производят переменным полем с частотой 50 Гц или коммутируемым постоянным полем с убывающей практически до нуля амплитудой. Начальная амплитуда размагничивающего поля должна превышать коэрцитивную силу материала не менее чем в 50 раз; минимальное поле, при котором разрывается цепь тока, не должно быть более 0,03 А/м; время размагничивания должно быть порядка 1—2 мин. Для пермаллоев и электротехнических сталей определение точек основной кривой намагничивания должно производиться только через определенное время после размагничивания: для пермаллоев не менее чем через 12 ч; для электротехнических сталей при $H < 1$ А/м — не менее чем через 24 ч, при $H > 1$ А/м — не менее чем через 10 мин.

Средства и методы испытаний. Основным методом испытаний является баллистический метод (абсолютный или дифференциальный).

Дифференциальный баллистический метод применяют для определения основной кривой намагничивания в пределах от 2500 до 30 000 А/м на прямолинейных образцах электротехнической стали массой 10 кг. Во всех остальных случаях применяют абсолютный баллистический метод.

На рис. 3.1 приведена схема баллистической установки для измерений абсолютным методом; элементы схемы подробно описаны в ГОСТ 15058—69; там же изложена методика измерения магнитных параметров: определение основной кривой намагничивания, ин-

дукции технического насыщения, начальной и максимальной магнитных проницаемостей, максимальной и остаточной магнитных индукций, коэффициентов прямоугольности и квадратности, коэрцитивной силы в замкнутой и разомкнутой магнитных цепях.

Схема дифференциального баллистического метода приведена на рис. 3.2, где *I* и *II* представляют собой соответственно нормальный и испытуемый образцы из однотипного материала. Магнитные свойства нормального образца заранее известны (их можно определить, например, абсолютным баллистическим методом). Каждый образец — это квадратный замкнутый магнитопровод, составленный из четырех пакетов, собранных встык или внахлестку. Образцы помещают в аппарат Эпштейна. В цепь измерительных обмоток w_B включен баллистический гальванометр *БГ*. Обмотки включены так, чтобы индуцируемые в них при замыкании или размыкании цепи намагничивающего тока э. д. с. вызывали отклонение подвижной части *БГ* в противоположные стороны; r_I и r_{II} — магазины сопротивлений. При измерениях на магазине r_I устанавливают сопротивление, численно равное магнитной индукции нормального образца (или равное $10^3 B_I$) при данной напряженности поля. Далее подбирают на магазине r_{II} такое сопротивление, для которого отброс *БГ* при коммутировании намагничивающего тока равен нулю.

В этом случае из условия равенства количеств электричества в обеих частях схемы можно записать, что

$$\frac{w_B \Delta \Phi_I}{r_I + r_{w_B}} = \frac{w_B \Delta \Phi_{II}}{r_{II} + r_{w_B}}, \quad (3.23)$$

где $\Delta \Phi_I$ и $\Delta \Phi_{II}$ — изменение потоков в каждом ярме; r_{w_B} — сопротивление обмотки w_B .

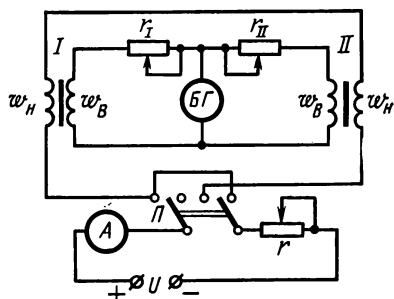


Рис. 3.2. Схема для получения кривых намагничивания дифференциальным баллистическим методом

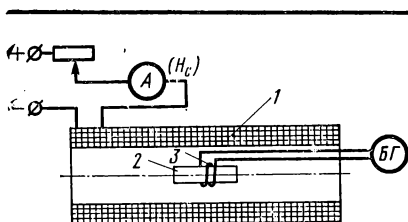


Рис. 3.3. Схематическое изображение коэрцитиметра, основанного на баллистическом методе

Считая, что $r_{\omega B}$ значительно меньше r_I и r_{II} , а также что площади сечения обоих образцов одинаковы, имеем

$$\frac{B_I}{r_I} = \frac{B_{II}}{r_{II}}. \quad (3.24)$$

Так как по условию проведения испытаний r_I было выбрано численно равным B_I , то полученное значение r_{II} численно равно B_{II} , измеренному в тех же единицах, что и B_I .

Преимущество дифференциального метода по сравнению с абсолютным состоит в значительной простоте осуществления процесса измерения.

В отдельных случаях при испытаниях ограничиваются измерением коэрцитивной силы, что можно выполнить посредством коэрцитиметра.

Схематическое изображение коэрцитиметра, основанного на баллистическом методе, показано на рис. 3.3. Он состоит из намагничивающей катушки 1, обмотка которой включена в цепь постоянного тока. В центр катушки помещают испытываемый образец 2, на который надевают измерительную обмотку 3, соединенную с баллистическим гальванометром БГ.

Образец намагничивают в поле соленоида до насыщения (по ГОСТ 12119—66 намагничивающее поле должно равняться 60 кА/м). Ток выключают, меняют полярность и далее подбирают такое значение напряженности поля в соленоиде (тока в его обмотке), которое соответствует нулевому отклонению подвижной части при сбрасывании с образца измерительной обмотки (или выдергивании из нее образца). Это поле и будет равно коэрцитивной силе.

Испытания электротехнических сталей (низкоуглеродистых и кремнистых) производят в соответствии с ГОСТ 12119—66.

Образцы применяют кольцевые (с массой 100 и 300 г и внутренним диаметром соответственно 50 и 60 мм, а также меньшей массы) и набранные из полос. Полосы должны иметь следующие размеры:

а) длину 530 мм и ширину 30 мм, если испытание проводится в большом аппарате Эпштейна при сборке внахлестку (при сборке встык — длину 500 мм); в большом аппарате Эпштейна испытывают образцы массой 10 кг, в малом — массой 1 кг;

б) длину 280 мм и ширину 30 мм, если испытание проводится в малом аппарате Эпштейна при сборке внахлестку;

в) длину 400 мм и ширину 20 мм для образцов низкоуглеродистой стали при испытании в пермеамetre, а также при определении коэрцитивной силы в открытой цепи.

Масса образца при испытаниях в пермеамetre должна составлять для всех марок сталей (кроме низкоуглеродистой) 1,25 кг, для низкоуглеродистой должна быть такой, чтобы площадь поперечного сечения равнялась 0,5—0,6 см².

Определение основной кривой намагничивания производят баллистическим методом:

а) на кольцевых образцах, а также в аппаратах Эпштейна при сборке внахлестку и напряженности поля 0,2—2500 А/м, рассчитываемой по величине намагничивающего тока;

б) в пермеамetre на полосовых образцах при напряженности поля 1000—50 000 А/м, которая определяется с помощью измерительной катушки, помещаемой на поверхность испытуемого образца;

в) в дифференциальном аппарате на образцах массой 10 кг при сборке встык и напряженности поля 2500—30 000 А/м.

Коэрцитивную силу определяют на кольцевых образцах или в разомкнутой цепи (в соленоиде).

Испытания пермаллоев в постоянных магнитных полях в соответствии с ГОСТ 10160—62 производят баллистическим методом на одном образце от каждой толщины данной плавки.

Образцы для испытаний изготовляют только из холоднокатаных материалов (до окончательной термической обработки). При испытании лент толщиной менее 0,15 мм образцы выполняют в виде навиваемых из лент колец толщиной 10—12 мм с отношением среднего диаметра к радиальной толщине 5—10; масса образцов должна быть не менее 12 г; при толщине лент 0,15—1 мм образец собирают из штампованных колец; при толщине свыше 1 мм образец вытячивают.

Далее образцы подвергают термической обработке, укладывают в защитные каркасы, поверх которых накладывают измерительную и намагничивающую обмотки и затем осуществляют измерения.

Начальная проницаемость должна определяться методом экстраполяции, причем минимальное магнитное поле при измерении должно быть: для сплавов с 34—65% никеля не более 0,4 А/м; для сплавов с 70—85% никеля не более 0,08 А/м.

За индукцию насыщения (техническое насыщение) принимается индукция, измеренная: для сплавов с 34—65% никеля в полях 4000—4800 А/м; для сплавов с 70—85% никеля в полях 640—800 А/м.

Испытания ферритов в постоянных полях осуществляют только на кольцевых образцах. Особенность этих испытаний состоит в том, что вследствие большой зависимости свойств ферритов от температуры при измерениях в сильных полях необходимо следить, чтобы образцы не нагревались. Следует также иметь в виду, что для ферритов, особенно марганцецинковой группы, свойственна сильная дезаккомодация проницаемости. Поэтому к точным измерениям магнитных свойств следует приступать не менее чем через трое суток после размагничивания переменным полем [2.24] или размагничивать образцы путем нагрева их выше точки Кюри.

Промышленность выпускает комплексные устройства для испытаний магнитных материалов баллистическим методом; например, установки БУЗ и У578.

Установка БУЗ предназначена для испытаний баллистическим методом магнитномягких материалов * с коэрцитивной силой до 16 А/м и позволяет определять следующие величины и зависимости: основную кривую намагничивания, петлю гистерезиса, коэрцитивную силу и остаточную индукцию с погрешностями измерений B и H не более 3%. В комплект установки входят **: стол управления (стенд) с амперметрами A_1 , A_2 , регулировочным сопротивлением r_3 и переключателями P_1 , P_2 , P_3 , P_4 ; регулировочное устройство с моторным приводом реостатов r_1 и r_2 ; катушка взаимной индуктивности $M = 0,01$ Гн; баллистический гальванометр БГ типа М17/11, намагничивающее устройство У (сменное) с числом витков w в виде пермеаметра или соленоида; размагничивающее устройство.

Установка У578 с полуавтоматическим управлением предназначена для определения магнитных характеристик электротехнической стали по полной программе испытаний, предусмотренных стандартами (включая испытания в переменных магнитных полях, рассмотренных в § 3.4). Установка снабжена кнопочным управлением, позволяющим подготовить схему для определения заданной магнитной характеристики и произвести измерения.

§ 3.3. Испытания магнитотвердых материалов

При испытаниях магнитотвердых материалов определяют кривые размагничивания, кривые возврата, удельную магнитную энергию, остаточную магнитную индукцию, коэрцитивную силу, остаточный магнитный поток согласно ГОСТ 13601—68.

Настоящий стандарт требует применения образцов для испытаний в виде параллелепипедов со всеми отшлифованными поверхностями. Образцы должны иметь следующие размеры: длина в направлении намагничивающего поля не менее 15 мм; площадь поперечного сечения 50—900 мм², причем ни один из размеров боковых граней не должен быть меньше 5 мм.

Разрешается B и H измерять баллистическим методом с помощью датчиков Холла и электронными интегрирующими устройствами.

Кривая размагничивания и кривые возврата определяются в пермеаметрах сильных полей с замкнутой (рис. 3.4) или неполностью замкнутой (рис. 3.5 и 3.6) магнитной цепью.

В замкнутой магнитной цепи магнитную индукцию измеряют посредством измерительной обмотки, охватывающей сечение об-

* При наличии в комплекте пермеаметра сильных полей также и для испытаний магнитотвердых материалов.

** Обозначения соответствуют рис. 3.1.

разца, используя баллистический метод, или электронным интегратором. Для измерения напряженности поля на поверхности образца помещают датчик Холла или в случае баллистического метода плоскую катушку.

В неполностью замкнутой магнитной цепи магнитную индукцию определяют по результатам измерения поля в воздушном зазоре, связанного с потоком в образце. Согласно рис. 3.5 и 3.6 для этой цели служит датчик Холла 3. Напряженность поля измеряют датчиком Холла 4. Значение B и H должны определяться при этом приборами с непосредственным отсчетом.

Намагничивание образцов (питание намагничивающих обмоток пермеаметров) должно осуществляться магнитным полем, создаваемым постоянным током или импульсным током одного направления.

Схемы для измерения магнитного состояния образца при определении точек кривой размагничивания и кривых возврата приведены при намагничивании постоянным током на рис. 3.1, при импульсном намагничивании — на рис. 3.7.

При намагничивании постоянным током измерение B и H на участке кривой размагничивания является типовым для баллистического метода.

При использовании импульсного намагничивания остаточную магнитную индукцию определяют по отклонению α_r указателя гальванометра или веберметра при перемагничивании образца магнитным полем импульсного тока. Для этого образец, предварительно намагниченный импульсным током, перемагничивают импульсом тока, имеющим направление, обратное току, создавшему первоначальное намагничивание. Изменение магнитного состояния образца в процессе первоначального намагничивания характеризуется участком 0-1-2 петли гистерезиса, а в процессе перемагничивания — участком 2-3-4 (рис. 3.8).

Остаточную магнитную индукцию вычисляют по формуле

$$B_r = \frac{C_{\Phi} \alpha_r}{2(Sw)_B}. \quad (3.25)$$

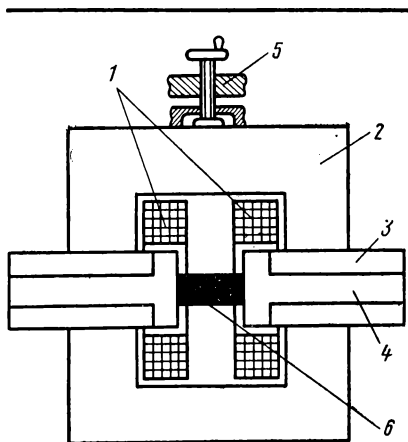


Рис. 3.4. Схематическое изображение пермеаметра сильных полей для испытаний образцов в замкнутой магнитной цепи:

1 — намагничивающие катушки; 2 — ярмо; 3 — подвижные вкладыши; 4 — Т-образные полюсные наконечники; 5 — зажимной механизм; 6 — испытуемый образец

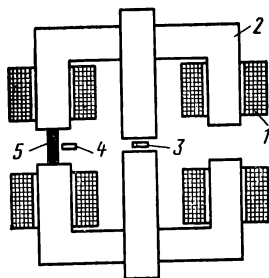


Рис. 3.5. Схематическое изображение пермеаметра сильных полей с двойным симметричным ярмом для испытаний образцов в неполностью замкнутой магнитной цепи:

1 — намагничивающие катушки; 2 — ярмо; 3 — датчик для измерения B ; 4 — датчик для измерения H ; 5 — испытуемый образец

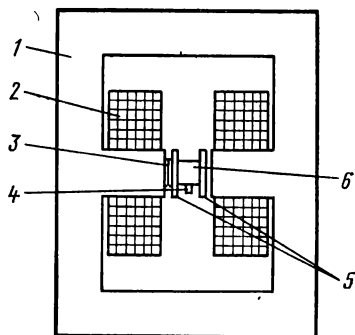


Рис. 3.6. Схематическое изображение пермеаметра сильных полей с симметричными воздушными зазорами в полюсных наконечниках:

1 — магнитопровод; 2 — намагничивающие катушки; 3 — датчик измерения B ; 4 — датчик измерения H ; 5 — полюсные наконечники; 6 — образец

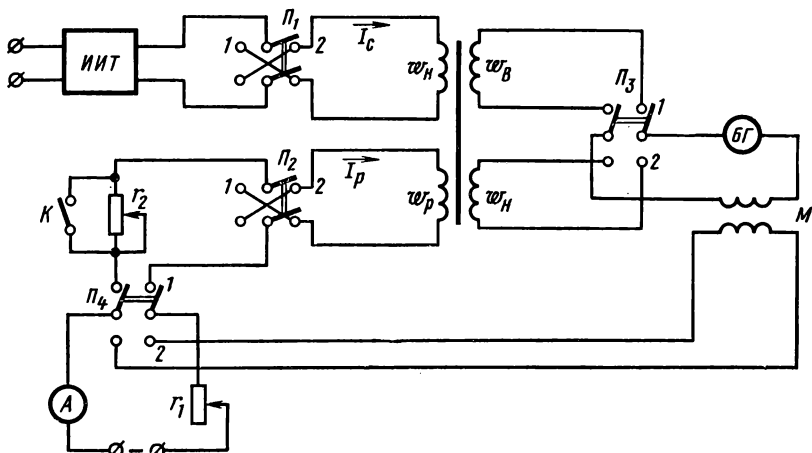


Рис. 3.7. Схема для определения кривых размагничивания и возврата с импульсным намагничиванием:

ИИТ — источник импульсного тока; w_n — намагничивающая импульсная обмотка; w_p — размагничивающая обмотка; w_b — измерительная обмотка для измерения индукции; w_H — измерительная обмотка для измерения напряженности поля

Значения магнитной индукции, соответствующие напряжениям магнитного поля от нуля до коэрцитивной силы, находят по отклонению указателя гальванометра или веберметра при одновременном изменении направления импульсного поля и поля размагничивания. Для этого пропускается импульс тока и после спадения его в обмотке w_n до нуля в образце устанавливается магнитная индукция B_r , после чего в обмотку w_p подается ток, соответствующий напряженности поля в данной измеряемой точке. Затем одновременно пропускается импульс тока в направлении, обратном первоначальному по обмотке w_n , и изменяется направление тока в обмотке размагничивания w_p . Значение магнитной индукции вычисляют по формуле

$$B_i = \frac{C_\Phi \alpha_l}{2(Sw)_B}. \quad (3.26)$$

При испытаниях в замкнутой цепи погрешности измерений не должны превышать 3% у B_r и H_c и 4% у B и H в остальных точках кривой размагничивания; при испытаниях в неполностью замкнутой цепи погрешности измерений B и H не должны быть более 5%.

Промышленность выпускает два типа установок для испытаний магнитнотвердых материалов — У541 и У5022.

Установка У541 предназначена для испытаний магнитнотвердых материалов с коэрцитивной силой до 120 кА/м баллистическим методом. Она отличается от установки БУЗ (см. § 3.2) только конструкцией пермеаметра (см. рис. 3.4), который позволяет создавать намагничивающее поле до 600 кА/м при длине образца 20 мм.

Установка У5022 обеспечивает испытание образцов длиной 15—60 мм и сечением 0,5—5 см² с коэрцитивной силой до 160 кА/м (при длине образца 15 мм с H_c до 240 кА/м). В установке используется пермеаметр с двойным симметричным ярмом (см. рис. 3.5), т. е. испытания проводятся в неполностью замкнутой магнитной цепи.

Устройство обеспечивает непосредственный отсчет измеряемых магнитных величин и позволяет измерять магнитную индукцию и напряженность магнитного поля для любой точки на намагничивающей части кривой гистерезисного цикла, а также магнитную энергию.

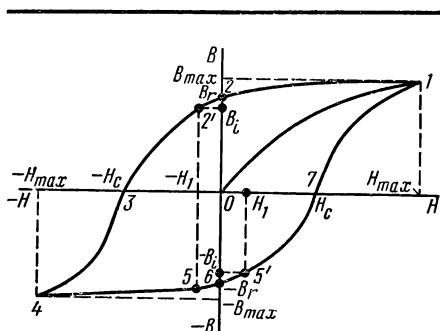


Рис. 3.8. Схематическое изображение петли гистерезиса при определении точек кривой размагничивания

Кроме того, устройство обеспечивает запись размагничивающей части кривой гистерезисного цикла на диаграммной бумаге.

Погрешность измерения магнитной индукции и напряженности магнитного поля не превышает $\pm 3\%$, а при записи соответствующих величин погрешность не превышает $\pm 4\%$.

Ввиду сложности определения кривых размагничивания в ряде случаев при приемно-сдаточных и других испытаниях магнитно-твердых материалов ограничиваются измерением одного или нескольких параметров, например остаточной магнитной индукции, коэрцитивной силы или остаточного магнитного потока.

Измерение остаточной магнитной индукции B_r чаще всего осуществляют в замкнутой магнитной цепи баллистическим методом. Основные недостатки этого метода (необходимость выполнения математических операций, трудоемкость процесса измерения) можно значительно уменьшить путем применения специальных устройств (см., например, [3.2]).

При массовых испытаниях магнитов в заводских условиях B_r часто определяют следующим образом. На нейтральное сечение магнита помещают измерительную катушку с известным значением S_w . Для удобства измерительную катушку монтируют в ручке с окном, сделанным по форме сечения магнита. Концы обмотки подключают к веберметру.

Магнит с надетой на него катушкой располагают между полюсами намагничивающего устройства (пермеаметра или специального электромагнита), включают намагничивающий ток, выключают его, затем измеряют суммарное изменение потока при выдергивании магнита из намагничивающего устройства и последующего сдвигивания с нейтрального сечения измерительной обмотки. При этом магнитное состояние меняется от B_r до B_A , соответствующего рабочей точке магнита в разомкнутой цепи, и от B_A до $B = 0$.

К недостаткам метода следует отнести то, что большие магниты трудно выдергивать из намагничивающего устройства, а в магнитах сложной формы не всегда можно обеспечить возможность сдвигивания измерительной катушки с нейтрального сечения.

Измерение коэрцитивной силы в замкнутой магнитной цепи связано с известными трудностями, главная из которых заключается в возникновении погрешности от влияния ярма. Кроме того, этот метод является очень трудоемким. Преимущество метода заключается в том, что он позволяет измерять «истинное» значение коэрцитивной силы H_c (BH_c).

Измерение коэрцитивной силы в разомкнутой цепи (см. § 3.2) можно выполнить сравнительно просто, а поэтому его широко применяют при массовых испытаниях магнитов. Однако в данном случае измеряют не BH_c , а IH_c , что является недостатком метода.

Для материалов с коэрцитивной силой меньше 16 А/м разницей между BH_c и IH_c можно пренебречь. Можно ввести поправки для подсчета BH_c по измеренному значению IH_c .

Для измерения H_c используют коэрцитиметры, например, изображенные на рис. 3.3. При массовых испытаниях магнитов в этом коэрцитиметре ток в соленоиде 1 устанавливают по образцовому магниту, в цепь измерительной обмотки можно включить переносный прибор (микроамперметр с нулем посередине) и в зависимости от того, в какую сторону получается отброс при выдергивании испытуемого магнита, производить отбраковку.

Кроме коэрцитиметров на основе баллистического метода, применяют коэрцитиметры на основе индукционного метода, называемые, как указывалось, измерительными генераторами (рис. 3.9). Принцип устройства и работы измерительного генератора заключается в следующем.

В поле соленоида помещена измерительная катушка 1, которая приводится в быстрое вращение с постоянной скоростью синхронным двигателем 2. Обмотка катушки подключена с помощью коллектора и щеток к нулевому индикатору — гальванометру с двусторонней шкалой. Витки обмотки расположены так, что при ее вращении в поле соленоида без образца э. д. с. не возникает.

Если в соленоид поместить намагниченный образец таким образом, чтобы оси катушки 1 и образца были смещены, то вследствие наличия в поле магнита поперечной составляющей потока в обмотке возникнет э. д. с., которая станет равной нулю при равенстве абсолютных величин коэрцитивной силы H_c и поля соленоида.

Измерение остаточного магнитного потока в большинстве случаев производят путем сравнения с потоком образцового магнита.

На рис. 3.10 представлена дифференциальная схема измерения остаточного магнитного потока. В этой схеме датчик э. д. с. Холла 1

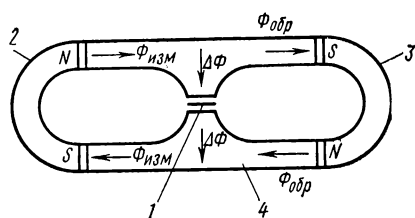


Рис. 3.10. Дифференциальная схема измерения остаточного магнитного потока

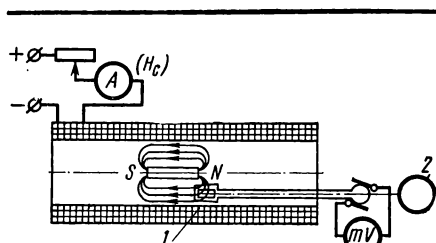


Рис. 3.9. Схематическое изображение измерительного генератора

реагирует на разность магнитных потоков, образованных измеряемым 2 и образцовым 3 магнитами, включенными через ярмо 4. Неравенство потоков вызывает появление э. д. с., знак которой (при питании датчика постоянным током) или фаза (при питании датчика переменным током) показывают, какой из магнитов дает больший по величине поток.

Для измерения абсолютной величины остаточного потока

можно воспользоваться баллистическим методом. При этом на нейтральном сечении магнита располагают измерительную обмотку, соединенную с веберметром. Сдергивая обмотку с образца, можно измерить остаточный поток.

Кроме определения указанных характеристик материалов для постоянных магнитов, в ряде случаев необходимо решать и более частные задачи: измерять индукцию в зазоре магнитной системы, распределение м. д. с. по длине магнита и магнитопровода, потоки рассеяния, исследовать вопросы стабильности и температурные зависимости.

§ 3.4. Испытания в полях промышленной частоты

В полях промышленной частоты (до 1000 Гц) испытывают в основном электротехнические (кремнистые) стали, выпускаемые в соответствии с ГОСТ 802—58 и 9925—61. Методы испытаний регламентирует ГОСТ 12119—66.

При испытаниях на переменном токе определяют:

а) потери на перемагничивание при заданной амплитуде индукции;

б) зависимость действующего значения напряженности поля от амплитуды индукции;

в) зависимость амплитуды магнитной индукции от амплитуды напряженности поля.

При испытаниях применяют образцы кольцевые, в виде замкнутого квадрата из полос и пакетов из полос, испытываемых в пермеа-метре (см. § 3.2). Кроме указанных видов образцов, разрешается

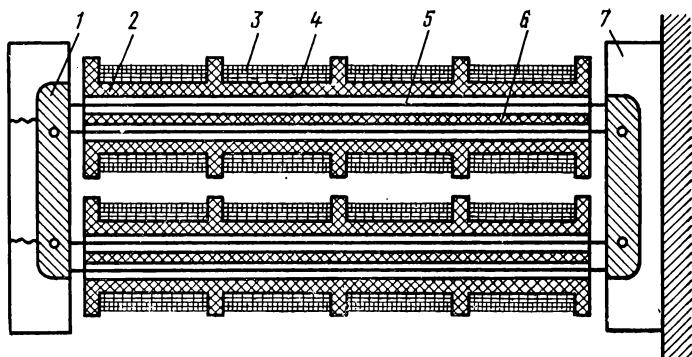


Рис. 3.11. Схематическое изображение устройства для испытания электротехнических сталей в целых листах:

1 — ярмо; 2 — каркас соленоидов; 3 — намагничивающая обмотка; 4 — измерительная обмотка; 5 — испытываемые листы; 6 — изоляционная прокладка; 7 — держатель ярма

проведение испытаний на целых (или полущелых) листах или полосах рулонной стали без изготовления образцов. Этот метод считают прогрессивным, так как исключается расход материала на образцы (около 0,4 % от всего количества изготавливаемых сталей) и возможен контроль в потоке производства и его автоматизация.

На рис. 3.11 приведено схематическое изображение устройства для испытания электро-технических сталей в целых листах.

На рис. 3.12 приведена схема определения удельных потерь (абсолютным ваттметровым методом) и действующего значения напряженности поля при заданной амплитуде магнитной индукции, где элементы схемы следующие: *Обр.* — испытуемый образец с намагничивающей w_1 и измерительный w_2 обмотками; Γ — источник питания (генератор) синусоидального напряжения, в общем случае с регулируемыми значениями напряжения (для проведения испытаний при разных значениях магнитной индукции) и частоты; V и $V_{ср}$ — вольтметры для определения соответственно действующего и среднего значений напряжения; H_z — частотомер; A — амперметр для измерения действующего значения тока; C — конденсатор для улучшения формы кривой потока; W — малокосинусный ваттметр (должен иметь номинальный коэффициент мощности на частоте 50 Гц — 0,1, а на повышенных частотах — 0,1 или 0,2).

Потери на намагничивание при заданной амплитуде индукции B_{\max} определяют следующим образом.

Соответственно заданной амплитуде индукции B_{\max} и частоте f находят регистрируемое вольтметром $V_{ср}$ значение напряжения

$$U_{ср}^* \approx E_{ср} = 4fSw_2B_{\max}, \quad (3.27)$$

где S — площадь поперечного сечения образца.

Устанавливают найденное значение $U_{ср}$ и при замкнутом ключе K_1 определяют показания $P_{вт}$ ваттметра W и вольтметра V действующих значений U .

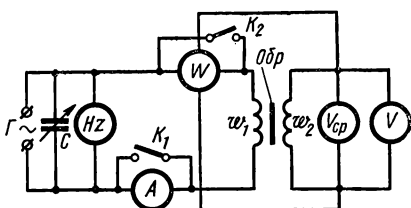


Рис. 3.12. Схема определения потерь (абсолютным ваттметровым методом) и действующего значения напряженности поля при заданной амплитуде индукции

* Поправки на неточное равенство $U_{ср}$ величине $E_{ср}$ могут быть подсчитаны и не учитываются, если они составляют меньше 0,2%. Подробно этот вопрос рассмотрен в ГОСТ 12119—66.

Величину потерь на перемагничивание вычисляют по формуле

$$P = \left(P_{вт} \frac{\omega_1}{\omega_2} - \frac{U^2}{r_9} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_9} \right), \quad (3.28)$$

где r_2 — активное сопротивление измерительной обмотки; r_9 — эквивалентное сопротивление приборов, подключенных к измерительной обмотке.

При вычислении потерь по формуле (3.28) допускается вместо U подставлять величину $1,11 U_{cp}$. При этом коэффициент формы кривой напряжения $K_\phi = U/U_{cp}$ на зажимах измерительной обмотки должен быть равен $1,11 \pm 0,02$, что достигается путем изменения емкости C^* .

Стандарт допускает определение потерь дифференциальным ваттметровым методом, схема которого приведена на рис. 3.13, где W — дифференциальный ваттметр, представляющий собой как бы два ваттметра, подвижные катушки которых укреплены на общей оси и поворачиваются ее в разные стороны; I и II — соответственно нормальный и испытуемый образцы. Значения потерь при заданных условиях испытаний для нормального образца определяют заранее, например, посредством абсолютного ваттметрового метода.

Методика измерений дифференциальным методом состоит в следующем. На магазине устанавливают сопротивление r_I , численно равное (в омах) потерям $P_I \left[\frac{Вт}{кг} \right] 10^4$, и регулируют сопротивление r_{II} до достижения нулевого отклонения ваттметра. Если в цифрах, указывающих сопротивления в магазинах r_I и r_{II} , учесть сопротивления и параллельных обмоток ваттметра, обычно выбираемое равным 10^3 Ом, то нетрудно показать, что при нулевом отклонении измеряемые потери P_{II} [Вт/кг] численно равны $r_{II} \cdot 10^{-4}$.

Преимущество дифференциального метода по сравнению с абсолютным состоит в значительной простоте процесса измерения.

Зависимость действующего значения напряженности поля от амплитуды индукции (кривую намагничивания) определяют на установке, собранной по схеме рис. 3.12. Точки кривой намагничивания получают следующим образом. Образец размагничивают (см. § 3.2), требуемые зна-

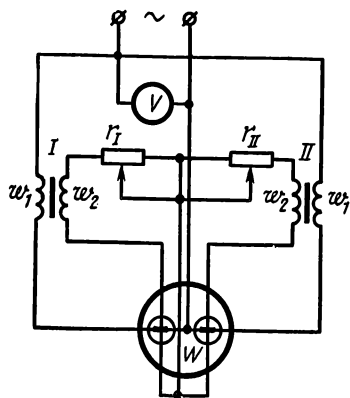


Рис. 3.13. Схема определения потерь дифференциальным ваттметровым методом

* Измерения потерь при искаженной форме кривой не рассматриваются.

чения частоты и амплитуды индукции устанавливают по показанию $U_{\text{ср}}$ вольтметра $V_{\text{ср}}$ в соответствии с формулой (3.27). По показанию амперметра A находят действующее значение тока I и определяют действующее значение напряженности поля

$$H = I\omega_1/l_{\text{ср}}, \quad (3.29)$$

где $l_{\text{ср}}$ — средняя длина магнитной силовой линии.

При испытании кольцевых образцов $l_{\text{ср}}$ берется равной средней длине окружности. При испытании образцов, составленных из полос, уложенных внахлестку,

$$l_{\text{ср}} = l_0 + l_{\text{доп}}, \quad (3.30)$$

где l_0 — длина пути на прямолинейных участках распространения магнитного потока, зависящая только от размеров образца; $l_{\text{доп}}$ — дополнительная длина магнитной линии, которая учитывает угловые части магнитопровода и зависит от группы стали (текстурованная или нетекстурованная) и напряженности поля.

Количественные данные для l_0 и $l_{\text{доп}}$ приведены в ГОСТ 12119—66.

Зависимость амплитуды магнитной индукции B_{max} от амплитуды напряженности поля H_{max} определяют по схеме, изображенной на рис. 3.14. Методика испытаний состоит в следующем. Образец размагничивают. Задаются желаемым значением H_{max} и подсчитывают соответствующее этой величине напряжение $U_{1\text{ср}}$, регистрируемое вольтметром $V_{1\text{ср}}$:

$$U_{1\text{ср}} = \frac{4fMl_{\text{ср}}H_{\text{max}}}{\omega_1}, \quad (3.31)$$

где M — взаимная индуктивность образцовой катушки.

По показаниям $U_{2\text{ср}}$ вольтметра $V_{2\text{ср}}$ рассчитывают

$$B_{\text{max}} = \frac{U_{2\text{ср}} - \Delta U'}{4fS\omega_2} \quad (3.32)$$

Поправку на поток в воздухе определяют по формуле

$$\Delta U' = \frac{\omega_1\omega_2(S_B - S)}{l_0M} U_{1\text{ср}}, \quad (3.33)$$

где S_B — площадь поперечного сечения обмотки ω_2 ; S — площадь сечения образца; l_0 — длина магнитной линии ($l_0 = 1$ м для малого аппарата Эпштейна и 2 м для большого).

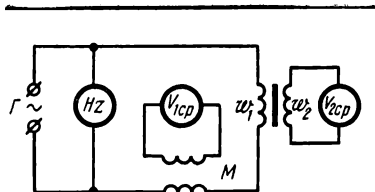


Рис. 3.14. Схема определения зависимости амплитуды магнитной индукции B_{max} от амплитуды напряженности поля H_{max}

При малом поверхностном эффекте в сильных полях зависимость B_{\max} от H_{\max} близка к основной кривой намагничивания.

ГОСТ 12119—65 устанавливает следующие допустимые предельные значения погрешностей измерений: при определении удельных потерь абсолютным ваттметровым методом 3—5% в зависимости от частоты перемагничивания, дифференциальным — 2%; при определении $H = f(B_{\max})$ — 5%; H_{\max} и B_{\max} — 3%.

Кроме указанных магнитных параметров, в ГОСТе предусмотрено определение удельного электрического сопротивления материала и сопротивления изоляционных покрытий стали.

В § 2.5 электротехнические стали были подразделены на три группы. Рассмотрим особенности испытаний каждой из этих групп.

Для сталей, применяемых в энергетическом машиностроении, измеряют B при H , равном 10; 25; 50; 100 и 300 А/см, и потери P на частоте 50 Гц при максимальных значениях индукции B , равных 1; 1,5 и 1,7 Т.

При гарантии заводом-изготовителем значения B_{10} испытание этой характеристики может не производиться. Для сильных полей ($H = 25; 50; 100$ и 300 А/см) испытания осуществляют при двух значениях H , указанных потребителем, а при отсутствии указания — при B_{25} и B_{50} .

Потери P испытывают для горячекатаных сталей при одном значении B , указанном потребителем, а если его нет, то при $B = 1$ Т или $B = 1,5$ Т; для холоднокатаных текстурованных сталей — при двух значениях B (1; 1,5 или 1,7) по указанию потребителя или при $B = 1,5$ Т.

Для сталей, применяемых в средних полях повышенной частоты (400 Гц), измеряют B при H , равном 0,4; 0,8; 2; 4; 5; 10 и 25 А/см, а также полные потери на частоте 400 Гц при индукциях B , равных 0,75; 1 и 1,5 Т.

Для сталей, применяемых в малых или в средних полях, измеряют только магнитную индукцию при заданных значениях напряженности поля, т. е. проводят испытания только в постоянных полях (см. § 3.2).

Промышленность выпускает комплексные установки, предназначенные для испытаний электротехнических сталей в переменных полях. В § 3.2 упоминалась установка У578, которая в переменных полях позволяет определять:

- 1) полные удельные потери при перемагничивании стали с частотой 50 Гц и максимальных значениях индукции B_{\max} , равных 1; 1,5 и 1,7 Т, отнесенных к синусоидальному изменению индукции;
- 2) полные удельные потери при перемагничивании стали с частотой 400 Гц и максимальных значениях индукции, равных 0,75 и 1 Т, отнесенных к синусоидальному изменению индукции.

Установка У5021 предназначена для автоматического определения магнитных свойств листов электротехнической стали. Установка обеспечивает измерение потерь на перемагничивание

P1,5/50 с погрешностью не более $\pm 5\%$ и магнитной индукции B25 на переменном токе частотой 50 Гц с погрешностью не более $\pm 3\%$. Магнитные свойства определяют в средней части листа в объеме, соответствующем его полной ширине и не менее чем 50% длины. Результаты измерений получаются в окончательном виде и не требуют дальнейшей обработки. В устройстве предусмотрена возможность рассортировки листов по магнитным свойствам с нанесением соответствующей марки на лист. Время определения магнитных свойств одного листа не превышает 10 с.

Свойства электротехнических сталей в переменных полях низкой частоты (50 Гц) можно измерить с помощью феррометра.

Примером такого устройства может служить установка У542, позволяющая определять максимальные значения напряженности поля и магнитной индукции, максимальные значения первых гармоник напряженности поля и магнитной индукции, магнитную проницаемость и потери на перемагничивание. Пределы измерения напряженности поля — 0,01—100 А/см; магнитной индукции 0,005—1,7 Т. Погрешность определения B_{\max} и H_{\max} не более 5%. Феррометр позволяет также наблюдать кривую гистерезисного цикла на экране электронного осциллографа и по данным петли определять магнитные величины.

§ 3.5. Испытания при повышенных и высоких частотах

Основными группами высокочастотных магнитномягких материалов являются ферриты и магнитодиэлектрики. Частотный диапазон их применения — от десятков килогерц до сотен и тысяч мегагерц. На методы испытаний этих материалов установлены стандарты: ГОСТ 12635—67 «Методы испытаний в диапазоне частот от 10 кГц до 1 МГц»; ГОСТ 12636—67 «Методы испытаний в диапазоне частот от 1 до 200 МГц» *.

В табл. 3.1 приведена характеристика методов испытаний, а также параметры и зависимости, которые контролируются при испытаниях на частотах до 1 МГц.

На частотах 1—200 МГц предусматриваются измерения только в слабых магнитных полях с напряженностью, равной или менее 0,1 коэрцитивной силы параметров: начальной магнитной проницаемости $\mu_{\text{нач}}$, тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg} \delta$, температурного коэффициента начальной магнитной проницаемости β_1 и зависимостей: $\mu_{\text{нач}} = F(f)$; $\operatorname{tg} \delta = F(f)$; $\mu = F(H_m)$; $\operatorname{tg} \delta = F(H_m)$, где H_m — амплитуда внешнего синусоидального высокочастотного поля **.

* Испытания на частоте свыше 200 МГц (ферритов для СВЧ) не рассматриваются.

** В настоящем параграфе использованы в соответствии с указанными стандартами следующие обозначения: $\beta_1 = \operatorname{TK} \mu_{\text{нач}}$; $\beta_2 = \operatorname{TK}_{\operatorname{tg} \delta}$; индексы «т» для максимальных значений синусоидально и «пах» для несинусоидально изменяющихся периодических величин.

Т а б л и ц а 3.1

Характеристика методов испытаний магнитных материалов на частотах от 10 кГц до 1 МГц (ГОСТ 12635—67) *

Наименование метода	Пределы измерения		Определяемые величины	Пределы определяемых величин	Погрешности
	по частоте, кГц	по напряженности магнитного поля, А/м			
Мостовой метод	10—1000	10 ⁻¹ —100	$\mu' (L)$	$\mu' = 10 - 10\,000$	$\frac{\Delta\mu'}{\mu'} \leq 5\% ; \left(\frac{\Delta L_x}{L_x} \leq 1\% \right)$
			$\operatorname{tg} \delta (r_n, L)$	$\operatorname{tg} \delta = 10^{-3} - 1$	$\frac{\Delta \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \delta} \leq 8\% ; \left(\frac{\Delta r_n}{r_n} \leq 5\% \right)$
			δ_r	$\delta_r \geq 1 \cdot 10^{-6}$ м/А	
			δ_B	$\delta_B \geq 1 \cdot 10^{-9}$ Гц ⁻¹	$\frac{\Delta \delta}{\delta} \leq 20\% ; \left(\frac{\Delta r_x}{r_x} < 1\% \right)$
			δ_d	$\delta_d \geq 1 \cdot 10^{-4}$	
			P	$P \geq 10^{-6}$ Вт/кг	$\frac{\Delta P}{P} \leq 10\% ; \left(\frac{\Delta r_n}{r_n} \leq 5\% \right)$
			$\beta_1 (TK_{\mu_{нач}})$	$\beta_1 \geq 0,5 \cdot 10^{-3}$ град ⁻¹	$\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} \leq 20\% ; \left(\frac{\Delta L_x}{L_x} \leq 1\% \right)$
			$\beta_2 (TK_{\operatorname{tg} \delta})$	$\beta_2 \geq 2 \cdot 10^{-3}$ град ⁻¹	$\frac{\Delta \beta_2}{\beta_2} \leq 30\% ; \left(\frac{\Delta r_x}{r_x} \leq 1\% \right)$
			$\mu' = F(f, H_m, H_0, t)$ $\operatorname{tg} \delta = F(f, H_m, H_0, t)$		
Резонансный метод	10—1000	Не определены	$\mu' (L)$	$\mu' = 10 - 10\,000$	$\frac{\Delta\mu'}{\mu'} \leq 10\% ; \left(\frac{\Delta L}{L} \leq 6\% \right)$

			$\operatorname{tg} \delta(Q)$	$\operatorname{tg} \delta = 10^{-3} - 10^{-1}$	$\frac{\Delta \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \delta} \leq 30\% ; \left(\frac{\Delta Q}{Q} \leq 10\% \right)$
Индукционный метод	10—1000	1—5000	β_1, β_2	$\beta_1 \geq 5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$	$\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} \leq 20\%$
			$\mu' = F(f, t)$	$\beta_2 \geq 1 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$	$\frac{\Delta \beta_2}{\beta_2} \leq 30\%$
			$\operatorname{tg} \delta = F(f, t)$		
			B_{\max}	$B_{\max} = (10^{-5} - 10^{-1}) \text{ Т}$	$\frac{\Delta B_{\max}}{B_{\max}} \leq 15\%$
			μ_{\sim}	$\mu_{\sim} = 10 - 10\,000$	$\frac{\Delta \mu_{\sim}}{\mu_{\sim}} \leq 20\%$
Метод биений	100—1000	Не определены	P	$P = (10^{-3} - 10^2) \text{ Вт/кг}$	$\frac{\Delta P}{P} \leq 30\%$
			$B_{\max} = F(H_{\max})$		
			$B_{\max} = F(H_m)$		
			$B_{\max} = F(H)$		
			$B_m = F(H_{\max})$		
			$B_m = F(H_m)$		
			$B_m = F(H)$		
			β_1	$\beta_1 = (0,02 - 0,5) \times 10^{-3} \text{ град}^{-1}$	$\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} \leq 20\%$

* Перечень буквенных обозначений приведен в конце книги.

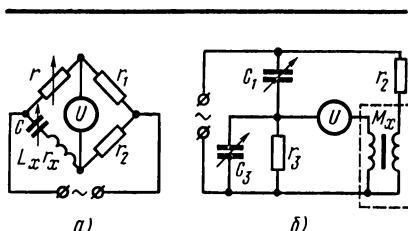


Рис. 3.15. Схемы мостов, применяемых для испытаний магнитных материалов на повышенных и высоких частотах

Рассмотрим особенности испытаний в двух указанных частотных диапазонах.

Испытания в диапазоне частот 10 кГц — 1 МГц. Для испытаний применяют кольцевые образцы. Обмотки, наматываемые на образец, при частотах свыше 300 кГц выполняют из многожильного провода (литцендрата), чтобы изменение сопротивления обмоток при изменении частоты было незначительным. Разрешается применение

одновиткового намагничивания и высокочастотных параметров (см. далее). Время выдержки образцов после размагничивания до начала измерений: ферритов — Mn-Zn — 24 ч, Ni-Zn — 3 ч; магнитодиэлектриков — на основе альсифера — 10 мин, на основе карбонильного железа выдержка не требуется. Измерения должны производиться при температуре 25° С. Если это условие нарушается и температурные коэффициенты материала β_1 и β_2 больше $0,1 \cdot 10^{-2}$ град $^{-1}$, в результаты измерений μ' и $\text{tg } \delta$ надо вводить поправки.

При испытаниях *мостовым* методом стандарт допускает применение мостовых установок, изготовленных по любым схемам, отвечающим условиям табл. 3.1.

На рис. 3.15 приведены схемы мостов, применяемых в установках для испытаний магнитных материалов при повышенных и высоких частотах: *а* — резонансный мост — применен в установке УИМ-2 (уравнения равновесия $L_x = 1/\omega^2 C$; $r_x = r \frac{r_2}{r_1}$); *б* — мост со взаимной индуктивностью — применен в установке УВИМ-1 (уравнения равновесия $M_x = C_1 r_2 r_3$; $\text{tg } \delta = \omega C_3 r_3$).

Определение приведенных в табл. 3.1 параметров мостовым методом сводится к измерению индуктивности L_x (или взаимной индуктивности M_x при использовании моста со взаимной индуктивностью) и сопротивления r_x обмотки с испытуемым образцом и последующим расчетам по формулам:

$$\mu' = \frac{\pi L'_x D_{\text{ср}}}{\mu_0 S \omega^2}; \quad (3.34)$$

$$\text{tg } \delta = \mu''/\mu' = \frac{r_n}{\omega L'_x}; \quad (3.35)$$

$$r_n = r'_x - r'_0, \quad (3.36)$$

где L'_x и r'_x — соответственно индуктивность и сопротивление обмотки с образцом с учетом поправки на собственную емкость C_L

обмотки; r'_0 — активное сопротивление обмотки, измеренное при постоянном токе, с учетом поправки на влияние поверхностного эффекта при заданной частоте; r_n — сопротивление потерь.

Остальные обозначения соответствуют принятым ранее [см. формулы (3.12)—(3.14)].

Необходимую для введения поправки собственную емкость обмотки, если магнитная проницаемость образца не зависит от частоты, определяют путем измерения индуктивностей L_1 и L_2 при двух частотах ω_1 и ω_2 (при которых магнитная проницаемость постоянна) и одной и той же силе тока в обмотке образца и подсчитывают по формуле

$$C_L = \frac{L_2 - L_1}{L_2 L_1 (\omega_2^2 - \omega_1^2)}. \quad (3.37)$$

Если магнитная проницаемость материала изменяется с изменением частоты, то собственную емкость определяют путем нанесения такой же обмотки, как на испытуемом образце, на сердечник тех же размеров из неферромагнитного и немагнитного материала. Измерения индуктивности производят также при двух частотах и собственную емкость подсчитывают по формуле (3.37).

Индуктивность

$$L'_x = L_x (1 - \omega^2 L_x C_L). \quad (3.38)$$

При подсчете сопротивления потерь r_n необходимо учитывать влияния собственной емкости обмотки C_L и поверхностного эффекта. С учетом этих поправок выражение для r_n можно представить в следующем виде:

$$r_n = r'_x - r'_0 = r_x (1 - 2\omega^2 L_x C_L) - K_\omega r_0, \quad (3.39)$$

где K_ω — поправочный коэффициент на влияние поверхностного эффекта, который зависит от частоты намагничивающего тока и марки провода и определяется по номограммам (ГОСТ 12635—67).

Удельные потери в материале подсчитывают по формуле

$$P = \frac{I^2 r_n}{m}, \quad (3.40)$$

где I — действующее значение тока в обмотке; m — масса образца.

Чтобы измерительный прибор не влиял на работу мостовой схемы, ток I находят посредством термоэлектрического амперметра (см. § 3.1) или путем измерения вольтметром падения напряжения на безреактивном сопротивлении.

Для определения коэффициентов потерь δ_r , δ_v , δ_d используют метод, основанный на том, что в области слабых полей существует линейная зависимость между тангенсом угла потерь и напряженностью магнитного поля, а также между тангенсом угла потерь и частотой [см. формулу (2.1)].

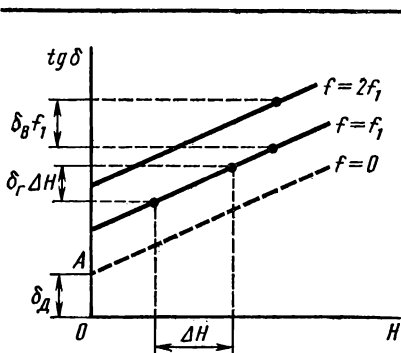


Рис. 3.16. Графический метод определения коэффициентов потерь

Для разделения составляющих потерь необходимо определить тангенс угла потерь при нескольких частотах и при нескольких значениях напряженности магнитного поля. Представив полученные значения в виде графика $\operatorname{tg} \delta = \varphi(H)_f = \text{const}$ (рис. 3.16), увидим, что:

1) изменение тангенса угла потерь при изменении частоты на 1 Гц и постоянном значении напряженности поля представляет собой коэффициент потерь на вихревые токи δ_v ;

2) изменение тангенса угла потерь за счет изменения напряженности поля на единицу при постоянной частоте характеризует коэффициент потерь на гистерезис δ_r ;

3) отрезок OA , полученный при пересечении оси $\operatorname{tg} \delta$ прямой, соответствующей $\operatorname{tg} \delta$ при $f = 0$ (прямую получают экстраполяцией), равен коэффициенту дополнительных потерь δ_d .

Температурные коэффициенты β_1 и β_2 определяют по изменению индуктивности и сопротивления образца с намагничивающим устройством при изменении температуры. Для определения $\beta_1 \geq 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ и $\beta_2 \geq 2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ можно применять мостовые схемы в сочетании с термокриостатами; для определения $\beta_1 = (0,02 - 0,05) \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ применяют метод биений*.

Резонансный метод, как указывалось (см. § 3.1), заключается в измерении с помощью измерителя добротности (куметра) индуктивности L_x и добротности Q_x намагничивающего устройства с кольцевым сердечником из испытуемого магнитного материала и последующем подсчете магнитных параметров по соответствующим формулам.

Тангенс угла потерь материала образца

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{Q_x} - \frac{r'_0}{\omega L'_x}. \quad (3.41)$$

При подсчете r'_0 и L'_x необходимо учитывать замечания, приведенные относительно определения этих величин мостовым методом [см. формулы (3.38) — (3.39)].

Индукционный метод определения перечисленных в табл. 3.1 величин заключается в измерении намагничивающего тока в первичной обмотке образца, э. д. с., индуцированной в его вторичной

* Метод биений в связи с редким применением не рассматривается.

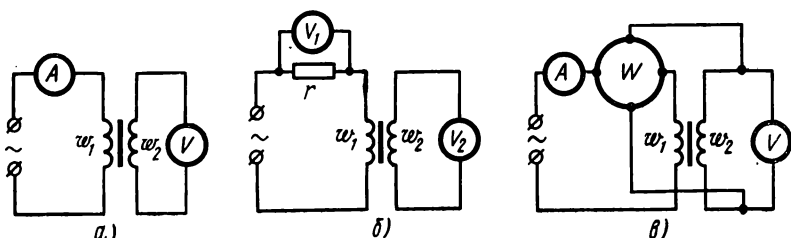


Рис. 3.17. Схемы, применяемые в индукционном методе определения магнитных величин на повышенных и высоких частотах

обмотке, мощности (потерь в образце) и в последующих подсчетах магнитных параметров по соответствующим формулам.

Схемы для измерения указанных величин представлены на рис. 3.17. Намагничивающий ток измеряют амперметром (рис. 3.17, а) или с помощью вольтметра и безреактивного сопротивления (рис. 3.17, б); э. д. с. — вольтметром; мощность — ваттметром (рис. 3.17, в). В качестве измерительных приборов применяют термоэлектрические или электронные приборы, отличающиеся малыми частотными погрешностями.

Для подсчета максимального значения магнитной индукции измерение э. д. с., индуцированной во вторичной обмотке образца, должно производиться вольтметрами средних или действующих значений (при известном коэффициенте формы K_Φ).

Если форма кривой э. д. с., индуцированной во вторичной обмотке образца, синусоидальна, может быть применен любой вольтметр (действующих, амплитудных или средних значений), предназначенный для заданного диапазона частот.

Для определения динамической кривой намагничивания материала испытываемого образца его обмотки включают в цепь в соответствии со схемой рис. 3.17, а или б.

Задавая последовательно требуемые значения (от меньших к большим) напряженности магнитного поля (пропорциональные силе тока в намагничивающей обмотке) и измеряя соответствующие им э. д. с., индуцированные в измерительной обмотке образца, определяют динамическую кривую намагничивания материала образца.

Если требуется определить динамическую кривую намагничивания и потери, измерения производят по схеме рис. 3.17, в.

Задавая последовательно значения напряженности магнитного поля (по силе тока в намагничивающей обмотке) или магнитной индукции (по э. д. с., индуцированной в измерительной обмотке) и измеряя соответствующие им значения мощности (ваттметром), получают зависимость потерь в образце от напряженности магнитного поля или магнитной индукции.

Максимальное значение напряженности магнитного поля

$$H_{\max} = \frac{I_{\max} \omega_1}{\pi D_{\text{ср}}}. \quad (3.42)$$

Максимальное значение магнитной индукции

$$B_{\max} = \frac{U_{2\text{ср}}}{4fS\omega_2} = \frac{U_2}{4K_{\Phi}fS\omega_2}. \quad (3.43)$$

На основании полученных значений магнитной индукции и напряженности магнитного поля можно построить динамические кривые намагничивания вида:

$$B_{\max} = f(H_{\max}); \quad B_{\max} = f(H_m); \quad B_{\max} = f(H); \\ B_m = f(H_m); \quad B_m = f(H_{\max}); \quad B_m = f(H).$$

Подсчет удельных потерь в материале образца производят по формуле

$$P = \frac{1}{m} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} P_1 - \frac{U_2^2}{r_2'} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_2'} \right). \quad (3.44)$$

Здесь P_1 — мощность, измеренная с помощью ваттметра; r_2 — сопротивление вторичной обмотки,

$$r_2' = \frac{r_W r_V}{r_W + r_V}, \quad (3.45)$$

где r_W — сопротивление параллельной обмотки ваттметра; r_V — сопротивление вольтметра.

Испытания в диапазоне частот 1—200 МГц. Свойства магнитных материалов в этом диапазоне частот определяют путем измерения полного сопротивления намагничивающего элемента измерительной схемы. Испытываемый материал, помещенный в магнитное поле, вносит соответствующее изменение величины реактивной и активной составляющих полного сопротивления, по которому можно характеризовать магнитный материал. Для испытаний применяют мостовой и резонансный методы и кольцевые образцы.

Намагничивающие обмотки на таких высоких частотах не используют. Это объясняется тем, что наличие междувитковой емкости, емкости между витками и образцом, а также некоторые другие причины могут привести к возникновению трудноучитываемых дополнительных погрешностей. Поэтому при частотах больше 1 МГц применяют одновитковое намагничивание, основанное на использовании проволоочной прямоугольной рамки в качестве обтекаемого током проводника. При этом кольцевой образец располагают коаксиально на одной из ее сторон.

Преимуществами данного метода являются простота подготовки образца к измерениям, однородность поля в нем и малая собственная емкость между проводом и сердечником. Недостатками метода

являются необходимость учета сопротивления потерь витка и невозможность создания больших полей.

Дальнейшее развитие метода одновиткового намагничивания состоит в применении высокочастотного пермеаметра, выполняемого в виде коаксиального держателя, в центре которого помещается испытываемый кольцевой образец (рис. 3.18).

Высокочастотный пермеаметр можно рассматривать как трансформатор. Первичной обмоткой служит обмотка на кольцевом ферритовом сердечнике 2. Вторичной обмоткой (короткозамкнутым витком) является латунный стакан 1, охватывающий первичную обмотку и испытываемый кольцевой образец 3. Стакан с помощью прижимного приспособления 5 замыкается металлической пластиной 4.

Для определения магнитной проницаемости и тангенса угла потерь первичную обмотку пермеаметра включают в одно из плеч высокочастотного моста или на куметр. Производят три замера полного сопротивления первичной обмотки: при разомкнутой вторичной обмотке, при замкнутой вторичной без испытываемого образца и при замкнутой вторичной при наличии образца.

По полученным данным рассчитывают составляющие комплексной магнитной проницаемости и тангенс угла потерь.

Высокочастотные пермеаметры позволяют испытывать магнитные материалы на частотах до 200 МГц с относительно высокой точностью. Дополнительные погрешности, обусловленные, например, потерями в стенке держателя за счет отражения от его поверхности можно учитывать путем расчета.

Для намагничивания образцов ГОСТ 12636—67 рекомендует высокочастотные двухконтурные пермеаметры до 30 МГц и одноконтурные в диапазоне 30—200 МГц*.

Измерение соответствующих сопротивлений цепи с образцом производят мостовым или резонансным методом. Как правило,

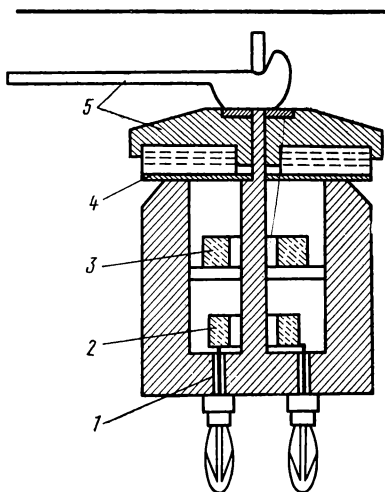


Рис. 3.18. Схематический разрез высокочастотного пермеаметра

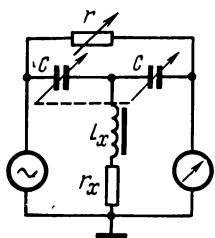


Рис. 3.19. Схема одноконтурного Т-образного моста (частотный диапазон до 10 МГц)

* Конструкции, особенности применения и расчетные формулы для таких пермеаметров подробно рассмотрены в ГОСТ 12637—67.

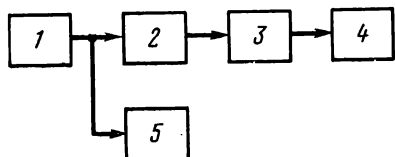


Рис. 3.20. Структурная схема установки для измерений мостовым методом на частотах 1—200 МГц:

1 — генератор; 2 — мост; 3 — измерительный приемник (усилитель); 4 — электронный вольтметр; 5 — частотомер

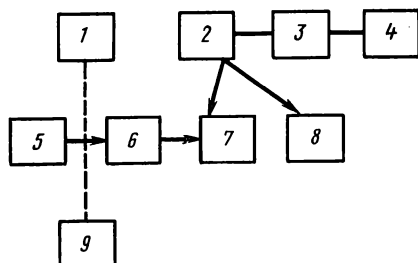


Рис. 3.21. Структурная схема для измерения высокочастотного магнитного поля:

1 — частотомер; 2 — катушка-датчик; 3 — измерительный приемник; 4 — выходной индикаторный прибор; 5 — генератор стандартных сигналов; 6 — аттенуатор; 7 — калибровочное поле (соленоид); 8 — испытуемое поле; 9 — электронный вольтметр

используют T-образные мостовые схемы (рис. 3.19). Особенностью этих схем является наличие общей точки генератора и индикатора, что упрощает электростатическое экранирование и симметрирование, которые на высоких частотах имеют очень большое значение. Условия равновесия для схемы рис. 3.19 следующие:

$$L_x = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\omega^2 C} - \frac{r^2 C}{4 + \omega^2 r^2 C^2} \right);$$

$$r_x = \frac{r}{4 + \omega^2 r^2 C^2}.$$

На рис. 3.20 показана структурная схема установки для измерений мостовым методом. При измерениях каждый раз устанавливают частоту генератора по заданному значению, настраивают измерительный приемник на частоту генератора и производят уравнивание мостовой схемы с подключенным к нему высокочастотным пермеаметром (по указанной ранее программе).

Для измерений резонансным методом применяют куметры и высокочастотные пермеаметры с учетом приведенных замечаний.

Напряженность высокочастотного магнитного поля определяют нулевым методом по схеме, изображенной на рис. 3.21. Метод состоит в том, что катушку-датчик специальной конструкции сначала помещают в исследуемое поле и фиксируют сигнал (э. д. с.), возникающий при этом; далее катушку переносят в эталонированное поле той же частоты (поле создается в однослойном соленоиде с точно известной постоянной генератором стандартных сигналов) и добиваются получения такого же сигнала (регулировкой выходного напряжения генератора стандартных сигналов); при этом можно считать, что измеряемое поле будет равняться известному эталонированному.

Преимуществом настоящего метода является его простота и фактическое отсутствие влияния погрешности самого измерительного прибора, поскольку измерения проводятся нулевым методом, а в расчетную формулу входит площадь поперечного сечения калибровочного соленоида, которую можно получить, аттестовав его на постоянном токе с погрешностью не более $\pm 0,1\%$.

§ 3.6. Испытания материалов с ППГ

Основные контролируемые параметры ферритов с ППГ указаны в табл. 2.29, а вспомогательные в табл. 2.30. Рекомендуемая методика измерения этих параметров изложена в ОСТ 11. В известной мере эти рекомендации можно распространить и на материалы сердечников сверхтонкого проката. Основные параметры и некоторые вспомогательные (коэффициент прямоугольности, температурные коэффициенты) определяют в статическом режиме баллистическим или импульсным методами.

Все измерения основных параметров ферритов, за исключением точки Кюри, проводят в жидкой среде, используя, например, кремнийорганическую жидкость ПЭС-Д, позволяющую проводить испытания в интервале температур $-60 \div +100^\circ\text{C}$. Для сердечников диаметром больше 2 мм разрешается проводить измерения в воздушной среде при условии исключения нагрева образца намагничивающими обмотками.

Испытания проводят на готовых изделиях в виде кольцевых сердечников очень малых размеров (площадь поперечного сечения обычно составляет $0,05 - 1 \text{ мм}^2$, а иногда меньше). Измеряемый магнитный поток в таких образцах очень мал, поэтому при использовании баллистического метода в качестве образцов применяют столбики, составленные из нескольких колец, т. е. определяют усредненные характеристики.

Статические характеристики одиночных колец определяют чаще всего импульсным методом с использованием электронных или полупроводниковых интеграторов.

Структурная схема установки для определения статической петли гистерезиса указанным методом приведена на рис. 3.22.

Сердечник (образец) *О* намагничивается до заданного значения напряженности поля от источника постоянного тока ИПТ. Далее от генератора импульсов ГИ подается перемагничивающий (считывающий) импульс, амплитуда и длительность которого достаточны для полного перемагничивания сердечника. Промежуток времени между двумя соседними импульсами должен быть достаточным для того, чтобы намагничивание можно было считать статическим. При перемагничивании происходит изменение магнитного потока и на выходной обмотке испытываемого сердечника возникает э. д. с., поступающая на интегратор *И*. В интеграторе сигнал преобразуется [см. формулу (3.19)]

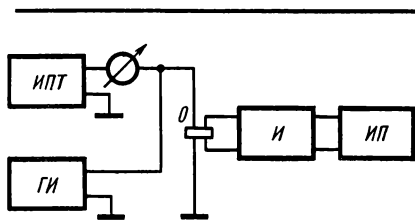


Рис. 3.22. Структурная схема установки для определения статической петли гистерезиса импульсным методом с электронным интегратором

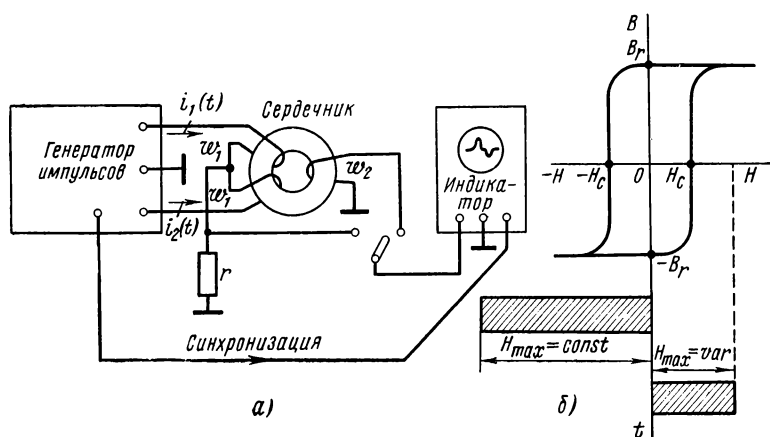


Рис. 3.23. Структурная схема установки для получения динамических характеристик материалов с ППГ

в напряжение, пропорциональное изменению магнитного потока. Это напряжение, зависящее от величины магнитной индукции на петле гистерезиса при выбранном значении напряженности поля, измеряется прибором ИП (импульсным вольтметром или осциллографом).

Методы определения динамических параметров материалов с ППГ весьма разнообразны и пока еще не нормированы.

Обычно для измерения динамических свойств сердечников применяют специальные стенды, позволяющие создавать программы перемагничивающих импульсов различной полярности, амплитуды порядка и частоты следования.

Структурная схема простейшей измерительной установки для получения динамических характеристик материалов приведена на рис. 3.23, а.

Перемагничивание сердечников осуществляется разнополярными импульсами поля амплитудой H_{max} , которые создаются намагничивающими токами во встречно включенных обмотках w_1 .

Для измерения величины переключающего поля используется измерительное сопротивление r . Один из импульсов устанавливается достаточной амплитуды, для того чтобы перемагничивание осуществлялось из состояния $-E$, при любой величине импульса тока противоположной полярности (рис. 3.23, б).

Параметры импульсов тока, частотная характеристика и скорость развертки осциллографа определяются диапазоном изменения намагничивающего поля H_{max} и временем переключения сердечника τ . Установка позволяет получать зависимости $1/\tau = f_1(H_{max})$ и $e_{вых} = f_2(H_{max})$.

С помощью графической аппроксимации этих характеристик определяются два важных динамических параметра: динамическое пороговое поле H_0 и коэффициент переключения S_w (рис. 3.24).

Так как требования, предъявляемые к сердечникам, предназначенным для работы в запоминающих устройствах, существенно отличаются от требований, предъявляемых к сердечникам переключающих и логических схем, то соответственно различны и программы испытаний этих сердечников.

Сердечники запоминающих устройств, работающие в режиме перемагничивания при совпадении во времени полutoков или третей токов, не должны существенно изменять свое магнитное состояние при воздействии этих токов в отдельности. Поэтому программа переключающих импульсов тока должна строиться таким образом, чтобы можно было оценить устойчивость исследуемых сердечников к токам полувозбуждения.

На рис. 3.25, а приведена программа импульсов тока при испытаниях на стенде С-1 ферритовых сердечников с ППГ, предна-

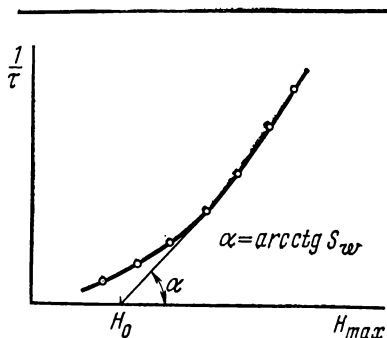


Рис. 3.24. Графический метод определения динамического порогового поля H_0 и коэффициента переключения S_w

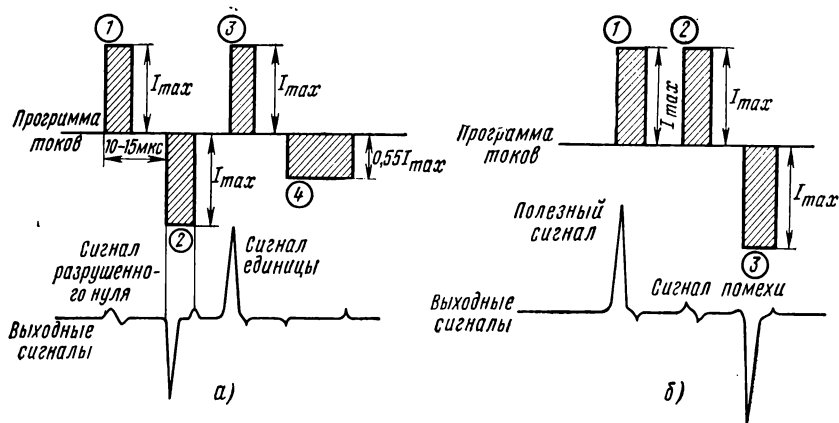


Рис. 3.25. Программа проверки ферритовых сердечников, предназначенных для работы в запоминающих устройствах (а) и в устройствах переработки дискретной информации (б)

значенных для работы в магнитных запоминающих устройствах. Величина амплитуд перемагничивающих токов различна в зависимости от марки испытуемого сердечника и должна поддерживаться с точностью порядка 5%. Длительность переднего фронта импульсов тока должна лежать в пределах 0,25 — 0,3 мкс. Продолжительность импульсов тока 1, 2 и 3 устанавливается 5—6 мкс, импульса 4—15 мкс.

Импульс 4 может быть заменен серией импульсов меньшей продолжительности. Интервал времени между передними фронтами соседних импульсов в пачке 10—15 мкс. Пачки формируются с частотой 4—6 кГц.

У сердечников, предназначенных для работы в устройствах переработки дискретной информации (в переключающих и логических схемах), основным требованием является высокое отношение полезного сигнала, получаемого при переходе сердечника из одного состояния остаточной индукции в противоположное состояние индукции насыщения, к сигналу помехи, возникающему при изменении индукции в сердечнике от максимального значения до остаточного. Программа импульсов тока, позволяющая определить величину полезного сигнала и сигнала помехи, представлена на рис. 3.25,б. Требования к импульсам тока, входящим в программу, примерно такие же, как и в случае испытаний ферритов, предназначенных для работы в магнитных запоминающих устройствах.

Импульсные характеристики, снятые при одних условиях, могут оказаться непригодными для расчета других схем и для выбора режимов в других условиях. Недооценка этого часто приводит к серьезным ошибкам при конструировании устройств с ППГ, например, когда измерения и отбор сердечников осуществляют на установках с мощными токовыми генераторами, а используют сердечники в схемах меньшей мощности при искаженной форме токов. Следовательно, отбор сердечников необходимо производить на установках, выходные цепи которых близки к реальным установкам и условиям работы исследуемых сердечников. Кроме измерительных стендов, позволяющих детально исследовать свойства материалов с ППГ, большое значение имеют установки для цехового контроля сердечников, их подбора по одинаковым одному или нескольким параметрам и т. п. Подобные устройства чаще всего выполняют автоматическими.

Параметрами, по которым осуществляется сортировка в различных устройствах, являются: выходное напряжение, изменение потока и ряд других. Определение этих параметров сводится к точному определению амплитуд импульсов.

Разбраковку производят на автоматах, сортирующих сердечники на 3—5 групп. Так как для одной партии ферритов выходное напряжение изменяется незначительно, при разбраковке небольшое число групп приходится производить многократную сортировку сердечников, что снижает производительность автоматов.

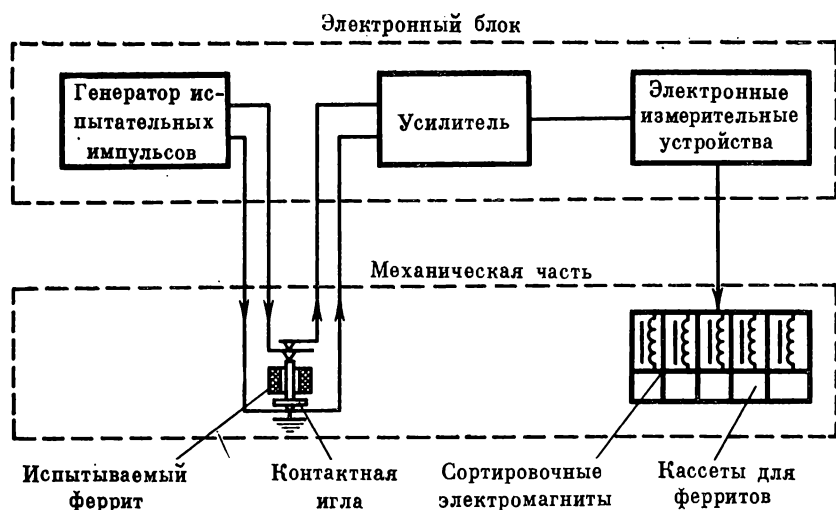


Рис. 3.26. Структурная схема автомата для разбраковки ферритовых сердечников с ППГ

Структурная схема автомата, представляющего собой электронное измерительное устройство для автоматической разбраковки ферритовых сердечников на 15 групп, показана на рис. 3.26.

Ферриты засыпают в бункер, откуда с помощью транспортирующего устройства направляют к контактной игле. Сердечник пронизывается иглой, через которую затем проходит программа импульсов тока. Электродвижущая сила, наводимая на игле, усиливается и анализируется по амплитуде электронным измерительным устройством. Измерительное устройство управляет электромагнитами сортировки, подключая выбранный электромагнит к источнику питания.

Наиболее тщательная разбраковка требуется для сердечников, работающих в запоминающих устройствах матричного типа. На описанном автомате подобная разбраковка осуществляется в два этапа: сначала ферриты сортируются по выходному напряжению, потом—по квадратурности. Программы перемагничивающих токов автомата на первом и втором этапах напоминают программы, приведенные соответственно на рис. 3.25, а и б.

Рассмотренные приборы и методы применяют для измерения свойств материалов с ППГ у сердечников из ферритов и тонких металлических лент. Определение магнитных свойств тонких ферромагнитных пленок связано со значительными трудностями. Остаточные потоки ферритового сердечника и пленочного элемен-

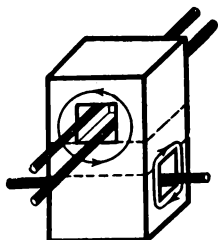
та примерно с одинаковыми габаритами отличаются в несколько сотен раз. Это обуславливает малую величину выходного сигнала, снимаемого при перемагничивании пленочного элемента. Простым увеличением коэффициента усиления усилителя задачу осциллографирования получаемого сигнала решить не удастся, так как требуется применение усилителей с коэффициентом усиления, равным миллиону. В таких усилителях существенно сказываются их собственные шумы, и они склонны к самовозбуждению.

Поэтому обычно при исследовании магнитных пленок применяют многовитковые обмотки (несколько сотен витков и более). Импульсные испытания тонких пленок проводят по методике, близкой к исследованию сердечников с ППГ.

В настоящей книге изложены только основные методы и возможности определения свойств магнитных материалов. Ввиду специфичности не рассмотрены такие важные вопросы, как испытания ферритов, предназначенных для устройств СВЧ, испытания в различных температурных режимах, аппаратура и методы для исследований стабильности свойств материалов, измерения параметров тонких магнитных пленок и др.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

МАГНИТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ



Вопросам применения магнитных материалов посвящена обширная специальная литература, в настоящей книге рассмотрены лишь основные принципы использования магнитных материалов и наиболее характерные примеры магнитных элементов.

§ 4.1. Некоторые элементы автоматики

Наиболее широко применяемые магнитные элементы автоматики—магнитные усилители, бесконтактные реле и стабилизаторы напряжения*.

Магнитным усилителем называют электромагнитное устройство, в котором используется зависимость магнитной проницаемости магнитных материалов при переменном токе от постоянного подмагничивающего поля для усиления входного сигнала, создающего или изменяющего это подмагничивающее поле. Магнитный усилитель преобразует сигнал постоянного тока в сигнал переменного тока, что позволяет использовать некоторые разновидности его в качестве первого каскада электронного усилителя переменного тока при усилении сигналов постоянного тока.

Существует множество схем магнитных усилителей, отличающихся различными свойствами (повышенным быстродействием, стабильностью и т. п.). Магнитные усилители подробно описаны, например, в [4.7].

Конструктивно магнитный усилитель состоит из одного или нескольких сердечников с обмотками.

* Магнитные стабилизаторы тока имеют ограниченное применение, поэтому не рассматриваются.

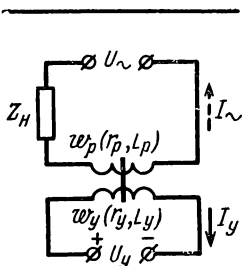


Рис. 4.1. Схема дросселя с подмагничиванием

Принцип действия магнитного усилителя рассмотрим на примере дросселя в виде сердечника из магнитномягкого материала с двумя обмотками (рис. 4.1). Обмотка управления w_y питается постоянным напряжением U_y ; рабочая обмотка w_p — переменным напряжением U_{\sim} через сопротивление нагрузки Z_n . Переменный ток в рабочей обмотке

$$I_{\sim} = \frac{U_{\sim}}{\sqrt{(r_p + r_n)^2 + (\omega L_p + x_n)^2}}. \quad (4.1)$$

Индуктивность

$$L_p = \frac{w_p^2 S_m}{l_m} \mu_0 \mu_{\sim}, \quad (4.2)$$

где S_m и l_m — соответственно площадь поперечного сечения и средняя длина магнитной линии сердечника; $\mu_{\sim} = \frac{B_{\sim}}{\mu_0 H_{\sim}}$ — относительная динамическая магнитная проницаемость материала сердечника.

Выясним зависимость μ_{\sim} , следовательно, L_p и I_{\sim} от магнитных свойств материала сердечника и режима работы цепи.

Считаем, что напряжение U_{\sim} задано (изменяется синусоидально и его амплитуда определяется источником питания); тогда B_{\sim} также меняется синусоидально (см. § 1.4).

Ток I_{\sim} пропорционален напряженности магнитного поля H_{\sim} , которая связана с заданным значением кривой намагничивания материала сердечника. Необходимо найти зависимость H_{\sim} (или I_{\sim}) от B_{\sim} графически, как показано на рис. 4.2. Кривые a и a' построены для случая отсутствия подмагничивания ($B_0 = 0$; $B = B_{\sim} = B_m \sin \omega t$), а кривые δ и δ' — при наличии подмагничивания ($B = B_0 + B_{\sim} = B_0 + B_m \sin \omega t$). Из рис. 4.2 видно, что постоянная составляющая магнитной индукции (наличие постоянного тока I_y в обмотке w_y дросселя) вызывает увеличение переменного тока I_{\sim} в обмотке w_p . Это увеличение тем больше, чем круче кривая намагничивания материала сердечника и больше B_0 (при условии $B_0 < B_s$). Увеличение I_{\sim} можно рассматривать как результат уменьшения μ_{\sim} и, следовательно, L_p при увеличении тока I_y [рис. 4.3 и формула (4.1)].

Таким образом, данное устройство — это простейший магнитный усилитель, который позволяет за счет небольших изменений входного сигнала I_y получать большие изменения выходного сигнала I_{\sim} .

Схема рис. 4.1 обладает рядом недостатков, связанных прежде всего с возникновением в обмотке управления переменной э. д. с., что приводит к искажению входного сигнала. Поэтому реальные

* В гл. 4 амплитудные значения обозначены индексом «m».

магнитные усилители выполняют по более сложным схемам (однотактным, двухтактным, с обратной связью и др.).

На рис. 4.4 изображена схема однотактного магнитного усилителя. В отличие от дросселя с подмагничиванием (рис. 4.1) однотактный усилитель имеет два одинаковых сердечника (или один трехсердечниковый), что позволяет исключить недостатки, присущие дросселям. Это достигается за счет того, что обмотки w_y в цепи управления включают согласно, а обмотки w_p в цепи переменного тока — встречно. При этом э. д. с., наводимые в обмотках w_y потоком Φ_{\sim} , взаимно компенсируются и цепь постоянного тока становится независимой от цепи переменного тока, т. е. исключается искажение входного сигнала.

Наиболее существенными недостатками однотактных магнитных усилителей являются наличие тока холостого хода ($I_y = 0$; $I_{\sim} \neq 0$) и нечувствительность к полярности входного сигнала. От этих недостатков свободны двухтактные усилители, которые собирают по мостовым, трансформаторным и дифференциальным схемам.

На рис. 4.5 дана схема двухтактного мостового магнитного усилителя. Цепь выходного сигнала I_{\sim} представляет собой мост, состоящий из четырех обмоток: w_{p1} , w_{p2} , w_{p3} , w_{p4} . Параметры этих обмоток подбираются так, чтобы при отсутствии входного сигнала ($I_y = 0$) мост был уравновешен, т. е. $I_{\sim} = 0$. Управляющие обмотки w_y включены таким образом, что поля H_y

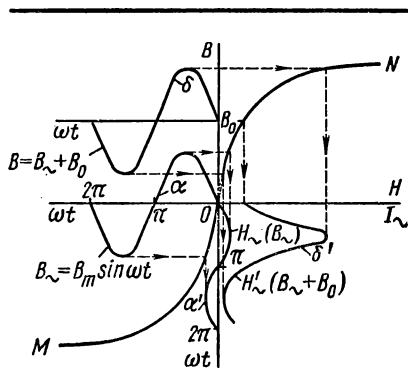


Рис. 4.2. Изменение напряженности магнитного поля H_{\sim} в сердечнике (или тока I_{\sim} в обмотке) в зависимости от магнитной индукции

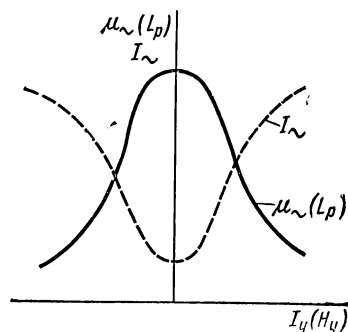


Рис. 4.3. Зависимость магнитной проницаемости μ_{\sim} (индуктивности L_p) и тока I_{\sim} от величины подмагничивающего тока I_y

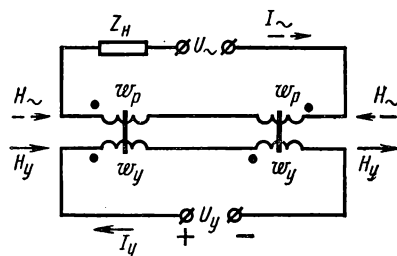


Рис. 4.4. Схема однотактного магнитного усилителя

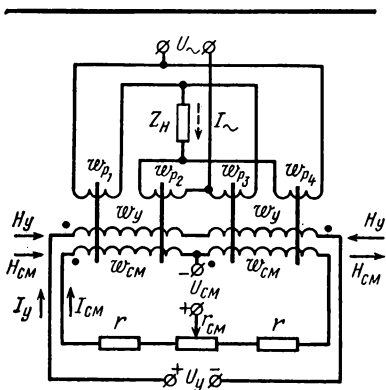


Рис. 4.5. Схема двухтактного мостового магнитного усилителя

направлены в разные стороны. Если учесть симметричность кривой зависимости $I_{\sim} = f(H_y)$ (см. рис. 4.3), то нетрудно видеть, что равновесие не нарушится и при $I_y \neq 0$. Для получения выходного сигнала и чувствительности его к полярности I_y служат обмотки смещения w_{cM} , которые питаются постоянным током I_{cM} , создающим поле смещения H_{cM} . Это поле смещает начальную рабочую точку с кривой симметрии зависимости выходного тока от подмагничивающего поля. Поскольку направления H_y и H_{cM} в одном из сердечников совпадают, а в другом противоположны, наличие входного сигнала I_y приводит

к уменьшению индуктивности одной пары рабочих обмоток (на схеме рис. 4.5 — w_{p1} и w_{p2}) и соответствующему увеличению индуктивности другой пары (w_{p3} и w_{p4}), мост выходит из равновесия и в нагрузке Z_H возникает выходной сигнал I_{\sim} . При изменении полярности U_y фаза тока I_{\sim} меняется на 180° .

Важными эксплуатационными характеристиками магнитного усилителя являются коэффициенты усиления (передачи) и инерционность усилителя.

Различают коэффициенты усиления по току $K_I = \Delta I_{\sim} / \Delta I_y$, по напряжению $K_U = \Delta U_{\sim} / \Delta U_y$ и по мощности $K_P = \Delta P_H / \Delta P_y$.

Инерционность усилителя оценивается длительностью переходного процесса $t_n \approx 3\tau$, где τ — постоянная времени цепи управления усилителя.

Для рассмотренных схем усилителей K_P и τ связаны между собой следующей зависимостью:

$$\tau = \frac{K_P}{4\eta f}, \quad (4.3)$$

где $\eta < 1$ — коэффициент полезного действия усилителя; f — частота переменного тока.

Если, например, усилитель питается от сети переменного тока с частотой $f = 50$ Гц, имеет $K_P = 200$ и $\eta = 0,8$, то $\tau = 1,25$ с, а длительность переходного процесса $t = 3,8$ с (пример из [4.7]).

Одним из главных недостатков магнитных усилителей является большая инерционность. Уменьшить инерционность и повысить коэффициенты передачи можно путем применения специальных схем, в частности использования схем с положительной обратной связью. Обратную связь можно использовать как в простых (однотактных)

усилителях, так и в более сложных — дифференциальных, мостовых, трансформаторных и др.

На рис. 4.6 приведена схема однотактного магнитного усилителя с внешней обратной связью. Положительная обратная связь осуществляется следующим образом: выходной ток выпрямляется и создает в обмотках обратной связи w_{oc} постоянное поле H_{oc} , увеличивающее подмагничивание и, следовательно, приводящее к возрастанию I_{\sim} . Если направление выпрямленного тока в обмотках w_{oc} выбрано таким образом, что H_{oc} ослабляет подмагничивание и уменьшает выходной сигнал, имеет место отрицательная обратная связь.

Степень влияния обратной связи характеризуется коэффициентом обратной связи — отношением напряженности поля обратной связи к среднему значению напряженности поля переменного тока:

$$K_{oc} = \frac{H_{oc}}{H_{\sim}}, \quad (4.4)$$

т. е. коэффициент обратной связи устанавливает степень компенсации напряженности H_{\sim} напряженностью H_{oc} в том сердечнике, где в данный полупериод эти поля вычитаются.

Для внешней обратной связи

$$K_{oc} = \frac{w_{oc}}{w_p} K_v \approx \frac{w_{oc}}{w_p}, \quad (4.5)$$

где K_v — коэффициент выпрямления, очень близкий для диодов к единице.

Влияние обратной связи на характеристики магнитного усилителя — коэффициент усиления по мощности и постоянную времени — можно оценить из следующих выражений:

$$K_{Poc} = \frac{K_P}{(1 \mp K_{oc})^2} \quad (4.6)$$

и

$$\tau_{oc} = \frac{\tau}{1 \mp K_{oc}}, \quad (4.7)$$

где K_P и τ — коэффициент усиления по мощности и постоянная времени при отсутствии обратной связи.

В формулах (4.6) и (4.7) минус соответствует положительной, а плюс — отрицательной обратной связи.

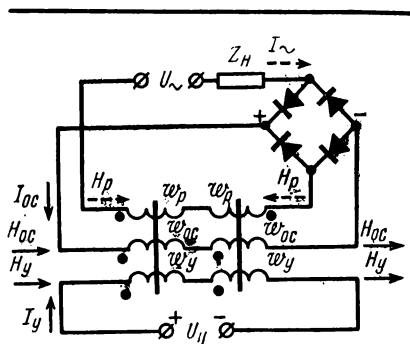


Рис. 4.6. Схема однотактного магнитного усилителя с внешней обратной связью

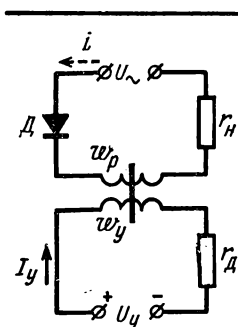


Рис. 4.7. Схема одно-полупериодного магнитного усилителя с внутренней обратной связью

Из формулы (4.6) видно, что для усилителя с положительной обратной связью увеличение K_{oc} вызывает возрастание усиления, а при $K_{oc} \geq 1$ усилитель переходит в релейный (триггерный) режим работы, что используется в бесконтактных магнитных реле.

Из выражений (4.6) и (4.7) также ясно, что увеличение K_{oc} приводит к увеличению τ_{oc} (при положительной обратной связи). Однако поскольку K_{poc} возрастает быстрее, чем τ_{oc} , то при заданном значении K_p постоянная времени для усилителя с положительной обратной связью может быть во много раз меньше, чем для усилителя без обратной связи. Поэтому во многих магнитных усилителях коэффициент положительной обратной связи достигает 0,99—0,999. Это дает возможность при неизменном K_p уменьшать τ в 100 раз и более.

Кроме магнитных усилителей с внешней обратной связью, широко применяют благодаря ряду преимуществ (некоторого сокращения габаритов, меньшего числа обмоток) магнитные усилители с внутренней обратной связью, или самонасыщением.

Простейшая схема такого усилителя представлена на рис. 4.7. Отличительная особенность усилителей с самонасыщением состоит в том, что положительная обратная связь осуществляется путем включения полупроводниковых (например, германиевых) диодов D . Полупериод, в течение которого диод открыт, называют рабочим, а полупериод, в течение которого диод заперт, — управляющим. В рабочей обмотке w_p и сопротивлении нагрузки r_n протекает выпрямленный ток i , постоянная составляющая которого создает магнитное поле обратной связи. Это поле даже при отсутствии тока в управляющей обмотке w_y усилителя стремится насытить сердечник, т. е. имеет место самонасыщение, в результате чего ток на выходе усилителя достигает значения, близкого к максимальному.

Для пояснения принципа работы магнитного усилителя с внутренней обратной связью рассмотрим рис. 4.8, а — г. В качестве исходного момента примем начало рабочего периода, которому соответствует магнитная индукция в сердечнике B_y . При изменении напряжения u , приложенного к цепи рабочей обмотки w_p (см. рис. 4.8, б), индукция в сердечнике изменяется по закону, представленному на рис. 4.8, в. Пока сердечник не насыщен ($B < B_s$), в рабочей обмотке и сопротивлении нагрузки r_n протекает небольшой намагничивающий ток i_μ . При $\omega t = \alpha$ индукция B достигает значения B_s , индуктивность обмотки становится незначительной и ток нагрузки практически определяется формулой $i = \frac{U_m \sin \omega t}{r}$ (r — активное сопротивление цепи нагрузки). При $\omega t = \pi$ наступит

пает управляющий полупериод, в течение которого цепь переменного тока заперта диодом D , а управляющая цепь возвращает сердечник в исходное магнитное состояние ($B = B_y$). Далее процессы повторяются.

Среднее значение тока нагрузки $I_{н.ср}$ для рассмотренной схемы, если не учитывать намагничивающий ток i_μ , можно определить по формуле

$$I_{н.ср} = \frac{U_m}{2\pi r} \left(1 + \frac{B_y}{B_s} \right). \quad (4.8)$$

Из формулы (4.8) и рис. 4.8 видно, что наибольшее значение ток $I_{н.ср}$ будет иметь при $B_y = B_s$, т. е. если управляющий полупериод будет приводить сердечник в состояние насыщения. Нетрудно также заметить, что характеристики магнитных усилителей с самонасыщением, т. е. $I_{н.ср} = f(I_y)$, существенно зависят от формы петли гистерезиса сердечника и наилучшим характеристикам соответствует прямоугольная форма петли.

Отечественная промышленность выпускает широкий ассортимент магнитных усилителей.

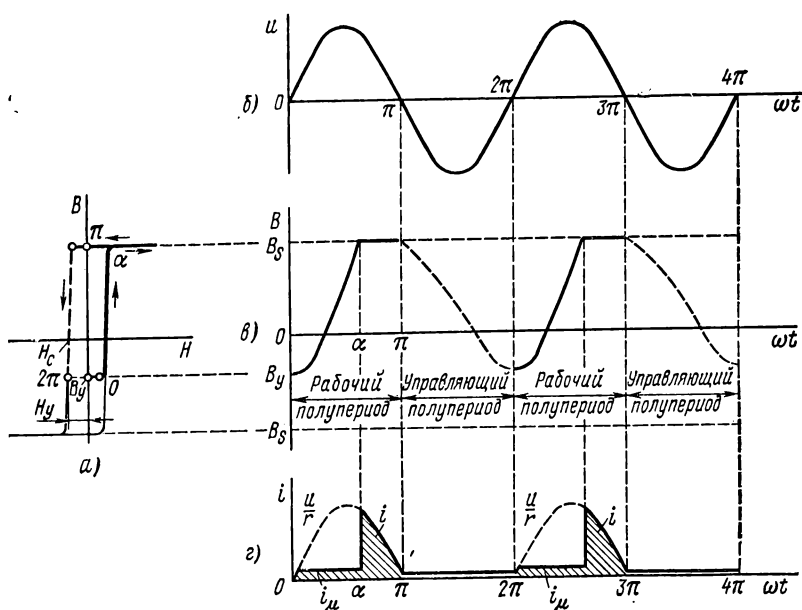


Рис 4.8. К пояснению принципа действия магнитного усилителя с внутренней обратной связью

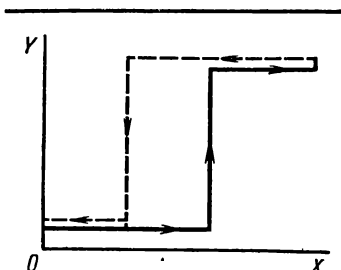


Рис. 4.9. Характеристика реле

Магнитное бесконтактное реле представляет собой устройство, которое преобразует плавное изменение входной величины X в скачкообразное изменение выходной величины Y . Зависимость $Y = f(X)$ для реле имеет форму петли (рис. 4.9). Реле служит для скачкообразного включения, выключения и переключения электрических цепей. Долгое время в автоматике широко применяли электромагнитные контактные реле. Однако эти реле обладают

рядом недостатков, главными из которых являются малая надежность, возможность ложного срабатывания под действием вибраций или ударов, взрывоопасность и др.

Бесконтактные магнитные реле свободны от указанных недостатков. Такие устройства строят на основе магнитных усилителей с положительной обратной связью, магнитных гистерезисных элементов, на основе явлений феррорезонанса и параметрического возбуждения колебаний.

По сравнению с контактными бесконтактные магнитные реле обладают высокими надежностью, чувствительностью (мощность срабатывания может составлять всего 10^{-10} — 10^{-9} Вт), быстродействием, стабильностью условий срабатывания, взрывобезопасностью, практически неограниченным сроком службы и др.

Рассмотрим работу бесконтактных реле, выполненных в виде магнитных усилителей с глубокой положительной обратной связью ($K_{oc} \geq 1$). Коэффициент усиления по току

$$K_I = \frac{1}{1 - K_{oc}} \frac{\omega_{II}}{\omega_I}. \quad (4.9)$$

Следовательно, при $K_{oc} = 1$ коэффициент усиления по току возрастает до бесконечности. Для реальной схемы это означает, что на вход усилителя достаточно подать малый сигнал I_y , чтобы ток нагрузки I скачком возрос до максимального значения, определяемого активным сопротивлением цепи нагрузки, т. е. в этом режиме усилитель работает как реле.

Установим необходимые условия для релейного режима работы цепи, содержащей линейный и нелинейный элементы.

На рис. 4.10, а изображена схема, состоящая из линейного и нелинейного N элементов, подключенных к источнику напряжения U .

На рис. 4.10, б приведено графическое решение уравнения $U = U_r + U_N = Ir + U_N$ для определения тока I по заданным значениям U , r и вольт-амперной характеристике нелинейного элемента. Обязательным условием для работы такой схемы в релейном

режиме является наличие падающего участка в характеристике нелинейного элемента (участка AB).

Как видно из кривых, в общем случае уравнение может иметь три решения (точки 1, 2 и 3). Из них устойчивому состоянию удовлетворяют только два решения (точки 1 и 3), соответствующие включенному и выключенному «контакту». Неустойчивое состояние точки 2 определяется следующим.

Если по каким-либо случайным причинам (например, при незначительном изменении U) ток увеличится на ΔI_2 , то U_{N_2} уменьшится, $U_{r_2} = U - U_{N_2}$ возрастет, что вызовет дальнейшее возрастание тока $I = U_r/r$ и т. д.; аналогично незначительное начальное уменьшение I_2 вызовет его дальнейшее уменьшение. Устойчивое состояние точек 1 и 3 объясняется так: если, например, для точки 1 произойдет увеличение I , то U_{N_1} увеличится, U_r и I уменьшатся, и схема возвратится к исходному состоянию.

«Переключение» реле может быть достигнуто изменением U или r следующим образом. Пусть исходной является точка 1. При увеличении U ток вначале несколько увеличивается (до точки A). После перехода на падающий участок характеристики нелинейного элемента происходит скачок тока до нового устойчивого состояния (точка D). Если затем уменьшить напряжение U , то скачкообразное увеличение тока произойдет при переходе из точки B в точку C .

Бесконтактное магнитное реле на основе магнитного усилителя с достаточно сильной положительной обратной связью может быть выполнено в виде схемы, изображенной на рис. 4.6. Характеристика этого усилителя, т. е. зависимость $I_{\sim} = f(I_y)$, приведена на рис. 4.11, a . На этом же рисунке дана прямая обратной связи OC .

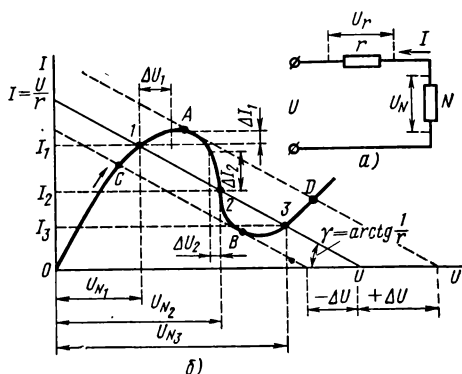


Рис. 4.10. Характеристика работы цепи, содержащей линейный и нелинейный элементы

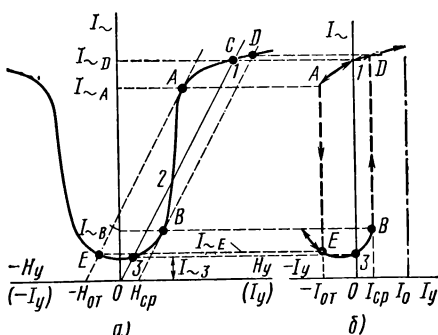


Рис. 4.11. Характеристика магнитного усилителя в релейном режиме

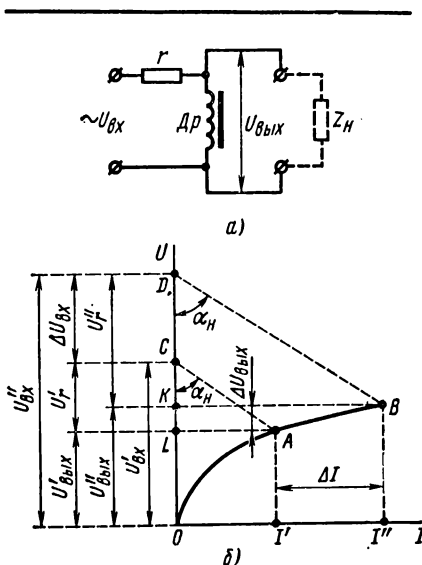


Рис. 4.12. Схема (а) и характеристика работы (б) стабилизатора напряжения с магнитонасыщенным дросселем

При достаточно большой обратной связи прямая ОС пересекает характеристику $I_{\sim} = f(I_y)$ в трех точках — 1, 2, 3. Устойчивыми являются точки 1 и 3. Построения, выполненные на рис. 4.11, а, аналогичны построениям рис. 4.10, б (индексы «ср» и «от» означают соответственно режимы срабатывания и отпускания). На рис. 4.11, б показано изменение тока I_{\sim} при изменении I_y (пунктиром обозначены «скачки» тока). Характер изменения тока соответствует типовой характеристике реле (см. рис. 4.9).

Кривые рис. 4.11 свидетельствуют о том, что полученное устройство реагирует на полярность управляющего сигнала, т. е. обладает свойствами так называемого двухпозиционного поляризованного реле. Сместив характеристику, изображенную на рис. 4.11, б, вправо (напри-

мер, путем применения дополнительной обмотки с подмагничивающим током I_0), получим нейтральное реле.

Электромагнитный стабилизатор напряжения представляет собой устройство, поддерживающее величину напряжения на определенном уровне.

Свойства стабилизатора характеризуются коэффициентом стабилизации

$$S = \frac{\Delta X/X}{\Delta Y/Y}, \quad (4.10)$$

где X и Y — соответственно входная и выходная величины, а ΔX и ΔY — их изменения.

Существует много типов стабилизаторов, основанных на различных принципах работы. Широко применяют параметрические стабилизаторы с магнитонасыщенным дросселем или трансформатором. В этих стабилизаторах постоянно выходной величины поддерживается за счет использования нелинейности вольт-амперной характеристики указанных элементов.

Схема простейшего стабилизатора напряжения этого типа представлена на рис. 4.12, а. Стабилизирующим элементом является насыщенный дроссель $Др$, обладающий вольт-амперной характеристикой, показанной на рис. 4.12, б. На рис. 4.12, б выполнены постро-

ния (угол $\alpha_n = \arctg Z_n$), согласно которым большому изменению входного напряжения $\Delta U_{вх}$ соответствует незначительное изменение выходного напряжения $\Delta U_{вых}$. Данный стабилизатор обладает существенными недостатками (большими потерями в активном сопротивлении r , малым коэффициентом стабилизации, искажением формы выходного сигнала).

Более совершенным является стабилизатор, схематически представленный на рис. 4.13, а. Последовательное встречное включение обмоток w'_1 и w''_1 трансформаторов повышает коэффициент стабилизации, что видно из графиков, приведенных на рис. 4.13, б. Трансформаторная связь позволяет получить любую величину стабилизированного напряжения.

Широко применяют феррорезонансные стабилизаторы напряжения, в которых используется явление резонанса в контуре, состоящего из индуктивности (дресселя) и емкости (конденсатора). Феррорезонансные стабилизаторы обладают хорошей формой выходного напряжения (особенно в схемах с фильтрами), к. п. д. порядка 70—80% и временем переходного процесса порядка 0,02—0,2 с.

Для построения стабилизаторов напряжения можно использовать как резонанс токов (параллельное включение L и C), так и резонанс напряжений (последовательное включение L и C). Более распро-

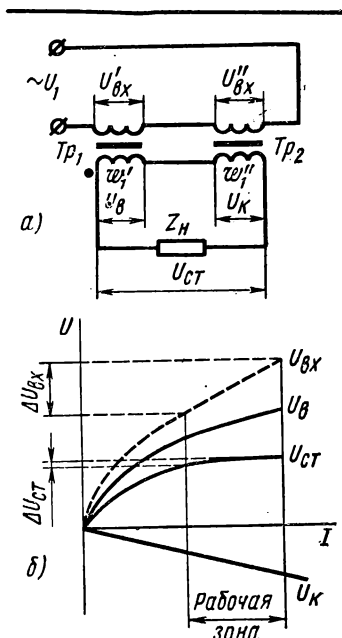


Рис. 4.13. Схема (а) и характеристика работы (б) стабилизатора напряжения с магнитонасыщенным дросселем и трансформаторной связью

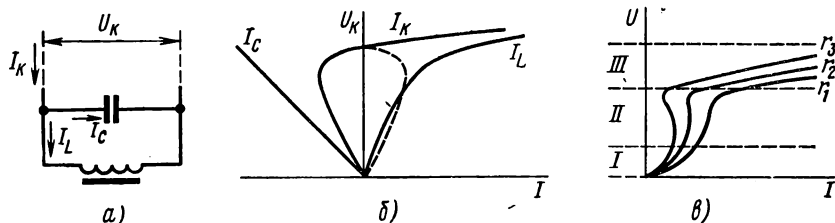


Рис. 4.14. Схема феррорезонансного стабилизатора напряжения (а) и его характеристики (б, в)

страненными являются стабилизаторы напряжения с параллельным включением L и C .

На рис. 4.14 представлена схема параллельного феррорезонансного контура и его характеристики. Для построения стабилизаторов напряжения используется область *III* (рис. 4.14, в). Кроме рассмотренных магнитных элементов автоматики, используя магнитные свойства материалов, создают магнитные модуляторы, зонды, магнитометры, демодуляторы, генераторы импульсов, осуществляют синхронные передачи и многое другое.

§ 4.2. Элементы вычислительной техники

Важнейшими элементами ЭВМ являются магнитные сердечники из материалов с ППГ (§ 2.18). Их применяют больше всего в запоминающих устройствах ЭВМ, а в ряде случаев и в устройствах переработки информации (логических схемах). Широкое использование этих элементов объясняется их преимуществами: высокой надежностью, малыми габаритами, практически неограниченным сроком службы, сохранением записанной информации после выключения источников питания.

В § 2.18 был рассмотрен кольцевой сердечник с ППГ как техническое средство реализации двоичной системы счисления. Кольцевые сердечники могут быть использованы в запоминающих устройствах (ЗУ) с разрушением и без разрушения информации при считывании, в накопительных и пересчетных схемах, а также как элементы логических и переключающих устройств — в чисто магнитных и в магнитополупроводниковых (магнитодиодных и магнитотранзисторных) * схемах. Однако иногда целесообразнее применять сердечники других конфигураций или другие магнитные элементы. Помимо кольцевых сердечников, наиболее широко применяют: ферритовые платы и числовые линейки, трансфлюксоры, биаксы, твисторы, тонкие (плоские и цилиндрические) магнитные пленки, устройства на основе цилиндрических магнитных доменов (ЦМД).

Эти элементы используют главным образом в оперативных запоминающих устройствах (ОЗУ), представляющих собой внутреннюю память машины. К устройствам внешней памяти с магнитной записью информации относятся ЗУ на магнитных лентах, барабанах и дисках.

Рассмотрим перечисленные элементы и примеры их использования в схемах.

* Прежние названия — «феррит-диодные» и «феррит-транзисторные» соответственно — неточны, поскольку в качестве материала сердечников применяют не только ферриты, но и металлические (ферромагнитные) материалы.

Кольцевые сердечники, как отмечалось, позволяют решать различные задачи и очень широко распространены.

В ОЗУ такие сердечники собирают в матрицы — схемы, образованные пересекающимися рядами проводов, в узлах которых располагаются сердечники. Применение матриц вместо простого набора сердечников с обмотками позволяет существенно уменьшить количество проводов в схеме. Обычно матрица содержит \sqrt{N} столбцов и \sqrt{N} строк, что позволяет записать N двоичных цифр (так называемых бит), т. е. *единиц* или *нулей*.

На рис. 4.15 показана матрица ОЗУ типа 3D с плоской системой выборки или с выборкой по совпадению токов, где шины (провода) матрицы называют: обозначенные X_i и Y_i — адресными; изображенную пунктиром — шиной запрета; с обозначением «выход» — шиной выхода или считывания.

Работа матричной схемы типа 3D заключается в следующем.

Для записи или считывания информации по адресным шинам X_i и Y_i подают совпадающие во времени импульсы тока, каждый из которых создает поле напряженности $H_m/2 < H_c$. Это поле недостаточно для изменения магнитного состояния сердечника от $-B_r$ (*нуль*) до $+B_r$ (*единица*) или от $+B_r$ до $-B_r$. В сердечнике « i » поля, создаваемые обоими проводниками с токами, складываются и сердечник оказывается под действием суммарного поля $H_m > H_c$, достаточного для его полного перемагничивания.

При этом, если в исходном состоянии сердечник находится в состоянии $B = -B_r$ и поле H_m положительно, произойдет запись *единицы* (считывание *нуля*); если же $B = +B_r$ и H_m отрицательно — запись *нуля* (считывание *единицы*) (рис. 4.16).

Однако обычно для записи *нуля* применяют другой метод. Поскольку в исходном состоянии запись стерта, т. е. все сердечники находятся в состоянии «0», то запись *нуля* по существу сводится к подтверждению этого состояния (к запрету записи *единицы*). Для этого используют шину запрета. При записи нуля в адресные шины X_i и Y_i подают импульсы токов, как и при записи *единицы*, но одновременно с этим в шину запрета подают импульс, создающий поле $H_m/2$ обратного направле-

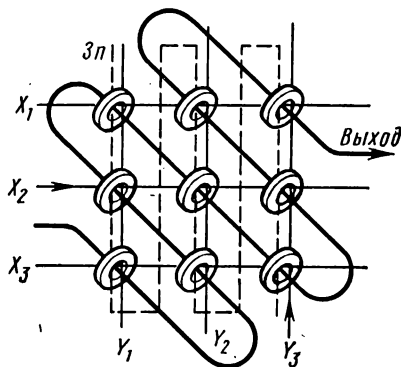


Рис. 4.15. Матрица ОЗУ типа 3D

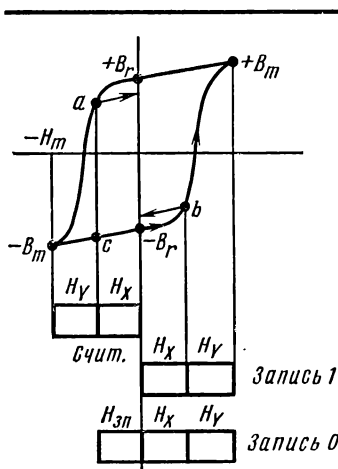


Рис. 4.16. Принцип работы матричного ОЗУ типа 3D

ния, поэтому суммарное поле оказывается недостаточным для перехода сердечника в другое устойчивое магнитное состояние.

Считывание информации производится путем опроса — подачи считывающих импульсов тока в шины X_i и Y_i в разных сочетаниях. При этом в выходной обмотке наводятся э. д. с. E_0 или E_1 , соответствующие записи «0» или «1».

Матрицы объединяют в «куб памяти», в котором каждая матрица предназначена для запоминания цифр одного разряда всех m чисел. Если в числах имеется n разрядов, то куб памяти содержит n матриц.

Матричные ОЗУ типа 3D обладают рядом недостатков. Главный из них состоит в следующем. При подаче считывающих импульсов сигнал

считывания должен поступать в выходную шину только с опрашиваемого сердечника, который переходит из состояния намагниченности одного направления в состояние намагниченности другого направления. Однако, кроме этого полезного сигнала, при опросе возникают сигналы помех, так как при подаче импульсов тока в адресные шины в результате возникновения поля $H_m/2$ меняется магнитное состояние и в других сердечниках. Это изменение происходит по частным петлям гистерезиса и сопровождается созданием э. д. с. в выходной шине, пронизывающей все сердечники. Чем значительнее отклонение формы петли гистерезиса сердечников от прямоугольной, тем больше помеха. Частично эту помеху можно подавить за счет того, что цепь считывания обходит сердечники петлеобразно с переменной своего направления по каждому диагональному ряду. При этом индуцируемые в различных диагональных рядах э. д. с. помех оказываются направленными навстречу друг другу. Отсюда следует, что для матрицы типа 3D необходим тщательный подбор сердечников с возможно более близкими параметрами. Матричные ОЗУ типа 3D имеют также ограниченное быстродействие, их изготовление связано с известными трудностями технологического характера (сложность прошивки диагональным проводом считывания) и т. д.

Поэтому в ЭВМ кроме матричных ОЗУ типа 3D применяют систему с линейной или непосредственной выборкой типа 2D (или типа Z).

Основная особенность этого типа ОЗУ состоит в том, что импульс тока считывания подается сразу во все разряды только одного вы-

бранного в данный момент регистра, хранящего нужное число. Новым конструктивным элементом ОЗУ типа 2D по сравнению с ОЗУ типа 3D является координатный трансформатор (магнитный ключ). Трансформатор содержит четыре обмотки (рис. 4.17, а): две адресные ω_X и ω_Y , обмотку смещения $\omega_{см}$ и обмотку ω_Z , в цепь которой включена шина Z , пронизывающая все сердечники по числу разрядов в записываемом числе. По обмотке $\omega_{см}$ всегда протекает ток $I_{см}$, создающий поле смещения $H_{см}$, под действием которого сердечник трансформатора находится в состоянии отрицательной намагниченности. Перемагничивание сердечника в состояние положительной намагниченности может произойти только под действием суммарного поля ($H_X + H_Y$), создаваемого импульсами токов I_X и I_Y . После окончания этих импульсов сердечник под действием $H_{см}$ снова возвращается в первоначальное состояние. В обмотке ω_Z при этом наводится э. д. с. и возникает ток I_Z , создающий в каждом из сердечников числовой линейки перемагничивающее поле, в результате чего в выходных шинах появляется параллельный код того числа, которое соответствует данному координатному трансформатору. Величина тока I_Z зависит от сопротивления цепи Z обмотки ω_Z , зависящего в свою очередь от состояния сердечников при считывании. Действительно, при считывании «1» или «0» величины э. д. с., создаваемые при этом в петле Z , существенно различны и, следовательно, различны полные сопротивления участков цепи в виде шины с сердечником. Чем в большем количестве сердечников были записаны «1», тем сопротивление всей цепи Z больше, и наоборот. От сопротивления цепи Z зависит скорость перемагничивания сердечников (скорость выборки). Для стабилизации этих величин можно или поставить цепь в режим заданного тока (включить большое $r_{доб}$) или на каждый бит информации применить два сердечника: рабочий (PC) и стабилизирующий (CC). Эти сердечники включают таким образом, чтобы в них всегда записывалась одинаковая информация (в обоих «1» или в обоих «0»), а шина Z прошивала их в противоположных направлениях. При этом суммарное изменение магнитного состояния этих сердечников под действием поля, создаваемого током I_Z , всегда будет одним и тем же ($Z = \text{const}$)

Процессы записи и считывания в ОЗУ типа 2D схематически показаны на рис. 4.17, в и г.

Сердечники всех числовых линеек одного разряда прошиваются шиной записи, в которую при записи пропускают ток I_3 . Отметим, что координатный трансформатор создает в шине Z две полуволны тока I_Z .

Для записи «1» (рис. 4.17, в) в определенной последовательности подают токи I_X , I_Y и I_3 . Первая полуволна тока I_Z перемагничивает CC от $-B_r$ до $+B_r$ (записывает в нем «1») и сохраняет «0» в PC . Суммарное действие тока записи I_3 и второй полуволны тока I_Z вызывает изменение магнитного состояния PC от $-B_r$ до $+B_r$ (записы-

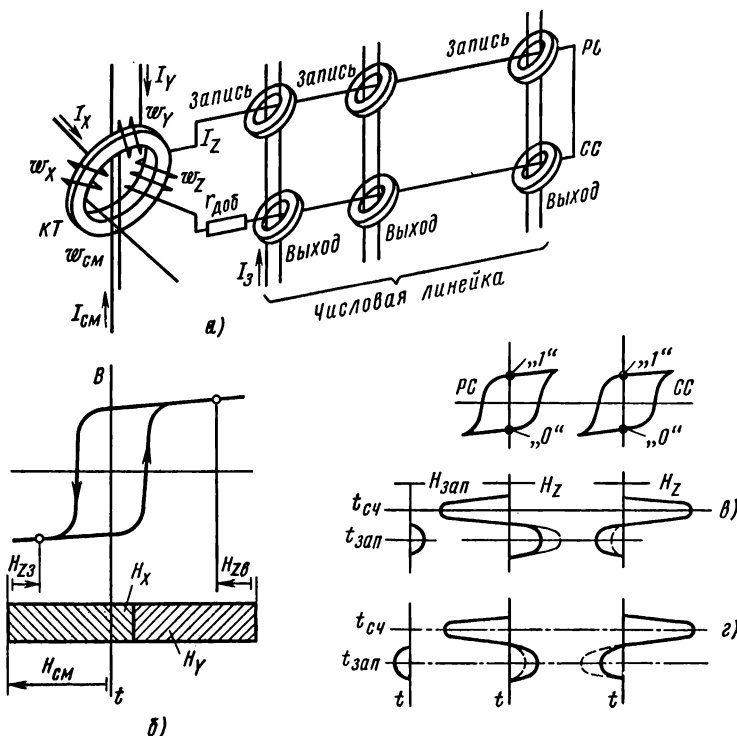


Рис. 4.17. ОЗУ типа 2D:

a — сердечники с обмотками; *б* — работа координатного трансформатора; *в* — считывание и запись «1»; *г* — считывание и запись «0»

вает в нем «1» и сохраняет магнитное состояние в *CC*. Таким образом, в обоих сердечниках оказывается записанной «1».

Для записи «0» (рис. 4.17, *г*) необходимо изменить полярность тока I_z . В результате записи в обоих сердечниках (*PC* и *CC*) записывается «0».

При считывании перемагничивают соответствующий координатный трансформатор путем подачи импульсов тока I_x и I_y . Если в паре сердечников была записана «1», то в момент $t_{сч}$ *PC* перемагничивается от $+B$, до $-B$, («вниз»), а *CC* остается в состоянии «1». При этом в выходной обмотке наводится э. д. с. Если был записан «0», то *PC* остается в состоянии «0», а *CC* перемагничивается от $-B$, до $+B$, («вверх») и, следовательно, в выходной обмотке наводится импульс э. д. с. противоположной полярности.

Сравнивая ОЗУ типов 3D и 2D, можно отметить следующие преимущества последнего:

а) повышенную надежность в распознавании сигналов «1» и «0», связанную с тем, что эти сигналы при считывании в ОЗУ типа 2D с двумя сердечниками на бит различаются не амплитудой, а полярностью;

б) значительно более низкий уровень помех, что связано с перемagnичиванием током I_z сердечников только «своего» числа. Эта особенность позволяет применять форсированные режимы работы, используя большие по величине импульсы тока, что приводит к увеличению выходных сигналов в 5—10 раз по сравнению с ОЗУ типа 3D. Растет также и быстродействие.

Недостатком ОЗУ типа 2D является необходимость иметь на каждое число координатный трансформатор.

Кроме ОЗУ типов 3D и 2D применяют, например, ОЗУ типа 2,5D. Основные принципы их работы во многом совпадают с описанными ОЗУ.

Рассмотрим примеры использования кольцевых сердечников в схемах логической обработки информации.

Основными л о г и ч е с к и м и в ы с к а з ы в а н и я м и, используемыми в ЭВМ, являются операции: И, ИЛИ и НЕ. Эти высказывания называют сложными. Утверждение об их *истинности* или *ложности* можно сделать на основании анализа простых высказываний, из которых эти операции состоят.

Высказывание И истинно лишь тогда, когда истинны все простые высказывания; высказывание ИЛИ истинно, если истинно хотя бы одно простое высказывание; высказывание НЕ истинно, если простое ложно, и наоборот.

Принцип реализации этих операций на основе двоичной системы счисления заключается в следующем. Логический элемент, воспринимая двоичные сигналы, поступающие на его вход, анализирует их в соответствии с программой, на которую он настроен, и, если сочетание входных сигналов соответствует программе, отвечает «истинно» (создает на выходе *единицу*), если же не соответствует — отвечает «ложно» (создает на выходе *нуль*).

Продвижение информации в магнитных логических элементах осуществляется источниками тактовых (сдвигающих) импульсов, переключающих магнитные сердечники в состояние «0». Если до подачи тактового импульса сердечник находится в состоянии «1», то на его выходе появляется сигнал, передающий информацию («1») на следующий сердечник.

Для обеспечения однонаправленной передачи информации только в соседнюю ячейку в логических схемах на кольцевых сердечниках используют магнитодиодные, магнитотранзисторные и чисто магнитные схемы. Рассмотрим некоторые из них.

На рис. 4.18 показана трехтактная магнитодиодная трансформаторная схема, обеспечивающая передачу единицы информации (один разряд). Работа схемы заключается в следующем. Исходному состоянию всех сердечников схемы соответствует $-B_r$ (*нуль*). Ка-

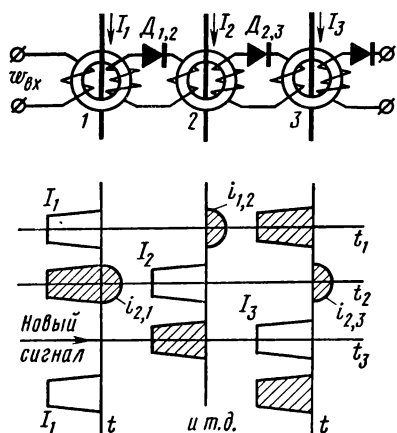


Рис. 4.18. Трехтактная магнитодиодная трансформаторная сдвигающая цепочка (регистр сдвига)

сердечников включены диоды $D_{1,2}$ и $D_{2,3}$. Они запирают цепь тока для следующего сердечника, т. е. при записи *единицы* в сердечник 1 ток в его выходной обмотке не протекает и т. д.

На рис. 4.18 момент времени t_1 соответствует моменту передачи информации от сердечника 1 к сердечнику 2. Под действием импульса тока I_1 магнитная индукция в сердечнике 1 меняется от $+B_r$ до $-B_r$. Возникающая при этом в выходной обмотке э. д. с. имеет направление, обратное тому, которое имела э. д. с. при записи в сердечник 1 *единицы*. Поэтому диод $D_{1,2}$ для тока $i_{1,2}$, создаваемого этой э. д. с., открыт и в сердечнике 2 происходит запись *единицы* (ток $i_{1,2}$ имеет положительное направление, т. е. создает поле $+H_m$). В момент времени t_2 происходит передача *единицы* из сердечника 2 в сердечник 3, но при этом возникает ток $i_{1,2}$, который может изменить магнитное состояние сердечника 1 от $-B_r$ до $+B_r$ (обратная ложная передача информации). Чтобы этого не произошло, в тактовую шину сердечника 1 подается запрещающий импульс тока (на рис. 4.18 — заштрихованный импульс), который создает поле отрицательного направления, компенсирующее действие положительного тока в цепи связи. После передачи сигнала в сердечник 3 сердечник 1 подготовлен для приема нового сигнала (в момент времени t_3).

Таким образом, за три такта можно передать двоичное число одного разряда; далее устройство может принять число следующего разряда и т. д. Информация, снимаемая с сердечника 3, передается следующему логическому элементу. Недостатком трехтактной сдви-

ждый из тактовых токов I_1, I_2, I_3 состоит из пары импульсов, второй из которых совпадает во времени с первым импульсом следующего такта. Тактовые импульсы, создавая отрицательные напряженности $-H_m$, не изменяют исходного состояния. Запись *единицы* в сердечник 1 происходит при подаче во входную обмотку $w_{вх}$ импульса тока, достаточного для перехода этого сердечника из состояния $-B_r$ в состояние $+B_r$. При этом во второй обмотке, наложенной на этот сердечник, наводится э. д. с., которая может передать сигнал в следующий сердечник, и т. д. Такую передачу называют прямой ложной передачей информации. Для того чтобы ее исключить, в выходные обмотки сердечников

гающей цепочки (регистра сдвига) является сложность системы питания тактовыми импульсами. Поэтому применяют и другие магнитодиодные сдвигающие цепочки, например двухтактные и одноктактные.

На рис. 4.19 показана двухтактная схема на магнитодиодных ячейках, осуществляющая логическую операцию И.

В соответствии с приведенным определением высказывания И истинности этой операции соответствует одновременная подача сигналов «1» на входы

A и B , что должно подтвердиться записью *единицы* в сердечнике 3 с последующей ее выдачей на выход схемы. Действительно, пусть сигнал для записи *единицы* подается только на вход A , тогда в сердечниках 1 и 2 записывается по *единице*. При считывании информации тактовым импульсом I_1 в ячейку 3 поступает единичный сигнал с ячейки 1 и сигнал запрета с ячейки 2, поэтому сердечник 3 остается в состоянии *нуля* (в исходном положении схемы во всех сердечниках записаны *нули*). Если сигнал поступает только на вход B , то исходное положение не изменится, так как этот сигнал попадает в обмотку запрета $w_{3п}$ сердечника 2. Если же сигналы «1» поступят одновременно на входы A и B , то в сердечнике 1 будет записана *единица*, а сердечник 2 останется в состоянии *нуля*; тактовый импульс I_1 передаст *единицу* в сердечник 3, а тактовый импульс I_2 — на выход схемы.

Магнитодиодные схемы относятся к схемам с пассивной цепью связи, в которых используются усилительные свойства сердечников с ППГ, способных при подаче тактового импульса передавать энергию в выходную цепь.

В магнитотранзисторных схемах (в схемах с активной связью) транзистор выполняет одновременно функции усилителя и вентиля. Такие схемы не требуют мощных тактовых импульсов и позволяют основную энергию получать от источников постоянного (коллекторного) напряжения, а также включать в выходную цепь несколько входных обмоток, упрощая тем самым построение сложных разветвленных схем. Основные принципы работы магнитодиодных схем сохраняются и для магнитотранзисторных.

Чисто магнитные схемы не содержат полупроводниковых элементов, а состоят только из сердечников с ППГ, обмоток связи и в некоторых случаях сопротивлений. Это обеспечивает большую надежность схем.

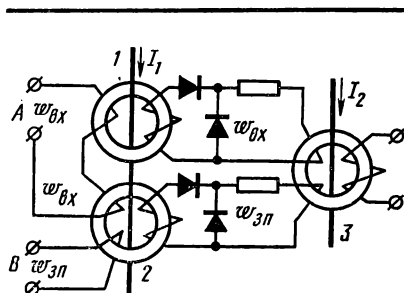


Рис. 4.19. Схема магнитодиодной ячейки для осуществления логической операции И

На рис. 4.20 показана часть сдвигающей цепочки, эквивалентной магнитодиодной схеме (см. рис. 4.18), у которой вместо полупроводниковых диодов использованы магнитные управляемые вентили. Принцип работы магнитного управляемого вентиля основан на нелинейной зависимости $B = f(H)$. Так, если ток в цепи связи, содержащей магнитный вентиль, подтверждает исходное магнитное состояние вентильного сердечника, то его сопротивление оказывается малым, что соответствует прямому сопротивлению полупроводникового диода. Если же ток в обмотке вентильного сердечника стремится изменить его магнитное состояние на противоположное, то сопротивление сердечника резко возрастает и ограничивает ток в цепи связи. Исходное состояние всех сердечников вентилях B_1 , B_2 и B_3 одинаково. Причем при считывании информации («1») тактовым током I_2 с сердечника 2 в контуре I возникает ток, для которого вентиль B_1 представляет малое сопротивление, а для предотвращения воздействия этого тока на сердечник I, как и в магнитодиодной схеме, необходимо наличие в этот момент тактового тока I_1 . Вентиль B_2 для тока, возникающего в контуре II, также представляет собой малое сопротивление и сердечник 3 перемагничивается этим током в состояние «1». При этом для тока, возникающего в контуре III, вентиль представляет собой большое сопротивление и ограничивает дальнейшую передачу информации. Особенностью таких схем является то, что сердечник вентиля, ограничивающего ток в цепи связи, сам при этом начинает перемагничиваться. Поэтому перед каждым тактовым током I_1 , I_2 , I_3 должны подаваться соответствующие вспомогательные тактовые токи I'_1 , I'_2 , I'_3 , возвращающие сердечники вентилях в исходное состояние. Так как при этом может нарушаться магнитное состояние основных сердечников, то перемаг-

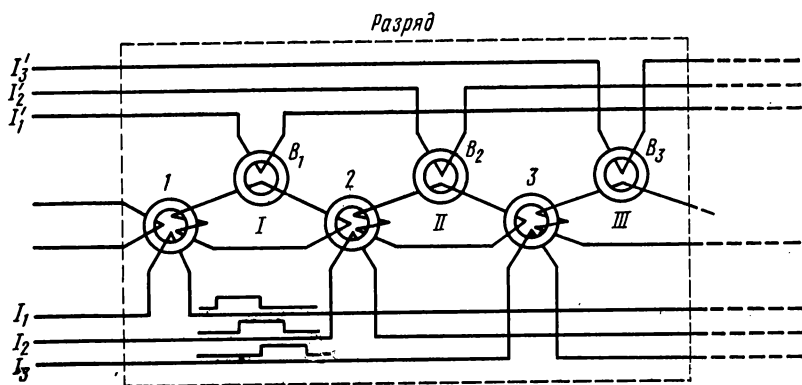


Рис. 4.20. Чисто магнитная сдвигающая цепочка

ничивание сердечников вентилях должно происходить медленно, чтобы возникающие при этом в цепях связи токи создавали напряженность магнитного поля, меньшую поля трогания основных сердечников.

Приведенные схемы использования кольцевых сердечников не исчерпывают их возможностей. На кольцевых сердечниках можно, например, осуществить считывание информации без ее разрушения (в рассмотренных схемах при считывании единичная информация стиралась, т. е. сердечник переводился в состояние *нуля*). Решить такую задачу можно с помощью метода регенерации, т. е. перезаписи информации после чтения. Однако это сильно усложняет схемы и понижает их эксплуатационные параметры (увеличиваются цикл работы, потребление и т. д.). Чтобы проще решить эту задачу, применяют сердечники со сложной формой магнитопровода.

ФЕРРИТОВЫЕ ПЛАТЫ И ЧИСЛОВЫЕ ЛИНЕЙКИ

Количество кольцевых сердечников в современной вычислительной машине достигает десятков и даже сотен миллионов штук. Поэтому большое значение имеет уменьшение размеров сердечников. Имеются сердечники с наружным диаметром до 0,3—0,4 мм и с внутренним диаметром — до сотых долей миллиметра. Применение миниатюрных сердечников не только приводит к уменьшению габаритов и массы устройства, но утолщает и другие параметры — повышает быстродействие, уменьшает потребление и т. п. Это объясняется тем, что при одних и тех же амплитудах импульсов тока с уменьшением диаметра увеличивается напряженность возникающего при перемагничивании магнитного поля. Однако изготовление и сборка матриц из сердечников диаметром менее 1 мм связаны с большими технологическими трудностями, возникающими при прошивке сердечников проводами, их монтаже и др. Эти затруднения существенно уменьшаются при использовании вместо отдельных сердечников ферритовых плат и числовых линеек — многоотверстных пластин с отверстиями, расположенными определенным образом, и с системой проводов, нанесенных методами печатного монтажа. Такие платы являются готовыми матрицами, из которых собирают кубы памяти. Числовые линейки в зависимости от распре-

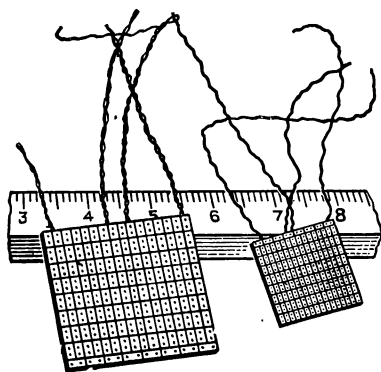


Рис. 4.21. Внешний вид ферритовой платы для 3У

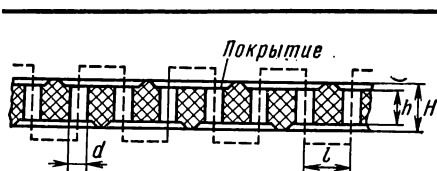


Рис. 4.22. Сечение ферритовой платы для ЗУ

деления отверстий и проводов используют в различных ОЗУ, например линейку с тремя рядами отверстий применяют в ЗУ со считыванием без разрушения и электрической перезаписью информации. В многоотверстных пластинах (рис. 4.21) зона вокруг каждого отверстия представляет

собой как бы один кольцевой сердечник. Ширина этой зоны определяется величиной участка, на котором происходит перемагничивание материала токовыми импульсами. Для исключения взаимного влияния отверстия должны быть расположены на определенном расстоянии друг от друга. Отверстия, расположенные по краям пластины, находятся в несколько отличных условиях от других отверстий и выполняют, как правило, технологические функции. Для нанесения системы проводов применяют различные приемы. Например, плату выполняют так, чтобы над ее поверхностью выступали ребра, расположенные в двух взаимно перпендикулярных направлениях и разделяющие плату на отдельные ячейки. Всю плату, включая ребра и внутреннюю поверхность отверстий, покрывают слоем серебра, а затем его снимают с ребер. Сетки ребер с двух сторон платы сдвинуты на один ряд отверстий (рис. 4.22), благодаря чему серебряное покрытие выполняет роль печатной обмотки, последовательно прошивающей все отверстия платы. Каждая половина печатной обмотки проходит через половину отверстий платы и имеет два гибких вывода.

В табл. 4.1 приведены линейные размеры двух ферритовых плат, выпускаемых серийно.

Платам присущи некоторые недостатки. Так, например, контроль электромагнитных параметров возможен только для всей платы в целом, поэтому наличие дефекта хотя бы в одном ее участке при-

Таблица 4.1

Основные размеры некоторых серийно выпускаемых ферритовых плат *

Размеры поверхности платы, мм	d , мм	l , мм	h , мм	H , мм	Количество отверстий
$26,4 \times 28$	0,59	1,6	1,2	1,5	$17 \times 16 = 272$
15×16	0,29	0,9	0,56	0,8	$17 \times 16 = 272$

* Обозначения соответствуют рис. 4.22.

водит к браку всей платы. На платах нельзя получить высокое быстродействие, что объясняется следующим. Наружный диаметр для магнитного поля не ограничен и при увеличении импульсных токов поле, охватывая все более далекие от центра отверстия участки, как бы «вязнет» в материале, сдерживая процессы перемagnetивания. Можно указать и другие недостатки.

ТРАНСФЛЮКСОРЫ

Трансфлюксоры * представляют собой ферритовые сердечники с двумя или несколькими отверстиями. Они относятся к группе разветвленных сердечников (РС), которые в отличие от кольцевых имеют несколько контуров замыкания магнитного потока. Управление распределением потока можно осуществить токовыми импульсами в проводах, проходящих через отверстия трансфлюксора.

Рассмотрим принцип действия такого элемента на примере трансфлюксора с двумя отверстиями (рис. 4.23). Будем считать, что материал сердечника обладает идеальной прямоугольностью петли гистерезиса ($\alpha = 1$) и что состоянию «0» соответствует намагниченность сердечника до насыщения в направлении часовой стрелки (рис. 4.23, а). В такое состояние сердечник можно привести, пропуская в обмотку ω_1 достаточный по величине токовый импульс. Для записи «1» в эту же обмотку подают импульс обратного направления (установочный или отпирающий импульс) такой величины, чтобы перемagnetилась только заштрихованная на рис. 4.23, б зона.

Для считывания информации через малое отверстие пропускают обмотки: запрашивающую ω_2 и выходную ω_3 . В запрашивающую обмотку подают переменный ток (или знакопеременные несимметричные импульсы) такой амплитуды, которая достаточна для изменения магнитного состояния кольцевой зоны вокруг малого отверстия, но недостаточна для перемagnetивания всего сердечника. Тогда, если в сердечнике записана *единица*, в обмотке ω_3 будет наводиться э. д. с., а если записан *нуль* — э. д. с. будет отсутствовать. Для объяснения этого положения обратимся к рис. 4.23, из которого видно, что для обведенной пунктиром вокруг малого отверстия области состоянию «0» соответствует встречное направление потоков Φ_2 и Φ_3 , а состоянию «1» — согласное. Поэтому при протекании переменного тока по обмотке ω_2 и наличии записи «1» в один полупериод, когда н. с. совпадает по направлению с магнитным потоком, последний ввиду насыщения возрастать не будет. Во второй полупериод, когда н. с. направлена навстречу потоку, она будет уменьшать его или даже перемagnetивать зону вокруг малого отверстия, в результате чего в обмотке ω_3 возникнет э. д. с. При наличии в сер-

* Трансфлюксор от лат. «транс» (пере) и от «флюксус» (поток). В целом слово означает элемент с перераспределением магнитного потока.

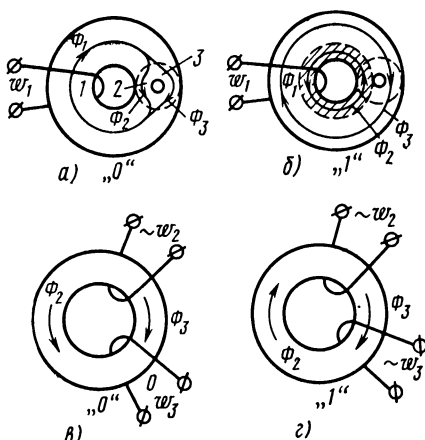


Рис. 4.23. Принцип действия трансфлюксора с двумя отверстиями:

а — трансфлюксор в начальном (запертом) состоянии; б — трансфлюксор в рабочем (открытом) состоянии; в — область вокруг малого отверстия у запертого трансфлюксора; г — область вокруг малого отверстия у открытого трансфлюксора

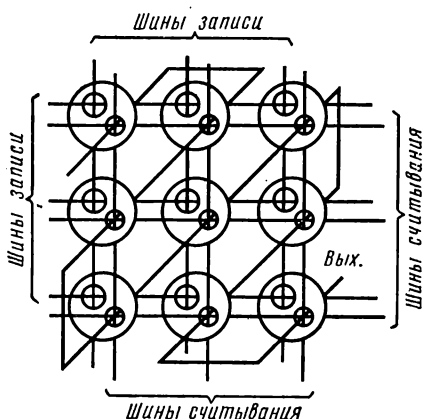


Рис. 4.24. Схема ОЗУ матричного типа на трансфлюксорах

дечнике записи «0» н. с. в один полупериод будет совпадать с магнитным потоком Φ_1 в левом полукольце, а во второй полупериод — с потоком Φ_2 в правом полукольце. Так как Φ_1 и Φ_2 являются потоками насыщения, то дальнейшее их увеличение невозможно и в обмотке w_3 э. д. с. индуцировать не будет.

Таким образом, трансфлюксор позволяет считывать информацию без ее разрушения. Трансфлюксор можно использовать для записи многоуровневой информации. Идея такой записи заключается в том, что при подаче в обмотку w_2 переменного тока различной амплитуды будет изменяться величина выходной э. д. с. Такой же результат можно получить, изменяя установочный импульс. Кроме двух-отверстного трансфлюксора, применяют и многоотверстные (с количеством отверстий до 6) трансфлюксоры, обладающие другими свойствами и возможностями.

На рис. 4.24 показана схема ОЗУ матричного типа на трансфлюксорах, работающая на основе совпадения токов. Общие принципы работы схемы аналогичны рассмотренным принципам работы ОЗУ на кольцевых сердечниках. В каждом трансфлюксоре две шины записи проходят через большое отверстие, а две шины считывания — через малое. Запись осуществляется в результате суммарного дей-

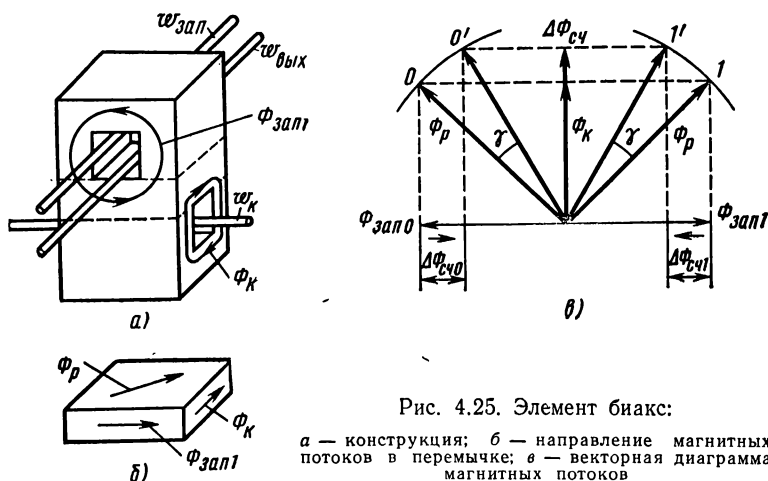
ствия импульсов, подаваемых в адресные шины записи. Считывающие импульсы подаются парами (отрицательный и положительный). Каждая пара импульсов подается в вертикальную и горизонтальную считывающие шины. Если трансфлюксор был открыт, то сумма отрицательных импульсов считывающих обмоток перемангничивает коль-

цевую зону вокруг малых отверстий против часовой стрелки, а сумма положительных импульсов — в обратном направлении, восстанавливая первоначальное направление потоков. При этом в выходной обмотке наводится двухполярный импульс э. д. с. Если же трансфлюксор был заперт, эта э. д. с. не возникнет (при $\alpha = 1$; если $\alpha < 1$, то возникнет э. д. с. помехи). Трансфлюксоры применяют не только в ЗУ, но также в различных логических схемах.

БИАКС

Элемент биакс (в переводе означает «двухосевой») представляет собой магнитопровод сложной формы с двумя сквозными отверстиями, оси которых расположены взаимно перпендикулярно (рис. 4.25, а). Через отверстия пропущены обмотки (провода): записи $w_{\text{зап}}$, выходная $w_{\text{вых}}$ и квадратурного поля w_k , используемая как при записи, так и при считывании информации. Работа элемента определяется магнитным состоянием перемычки между отверстиями (рис. 4.25, б). Процессы записи и считывания в биаксе можно представить следующим образом. Для записи «1» или «0» в обмотки $w_{\text{зап}}$ и w_k подаются импульсы тока величиной, достаточной для намагничивания материала до насыщения. Причем в обмотку w_k подается всегда импульс одного знака, а в обмотку $w_{\text{зап}}$ — разных знаков при записи «0» и «1».

На рис. 4.25, а направления магнитносиловых линий поля показаны соответствующими окружностями, а на рис. 4.25, б направления магнитных потоков $\Phi_{\text{зап1}}$ и Φ_k на участке перемычки — стрел-



ками. В результате сложения потоков $\Phi_{\text{зап}}$ и $\Phi_{\text{к}}$ создается поток $\Phi_{\text{р}}$. Направления потоков, показанные на рис. 4.25, соответствуют записи «1». В случае записи «0» направление потока, создаваемого импульсом тока в обмотке $\Phi_{\text{зап}}$, изменится на обратное ($\Phi_{\text{зап}} = -\Phi_{\text{зап1}}$), что вызовет изменение и направления $\Phi_{\text{р}}$. Эти процессы иллюстрируются векторной диаграммой на рис. 4.25, в. Для считывания информации в обмотку $\omega_{\text{к}}$ подают считывающий импульс того же направления, что и при записи. Под действием этого импульса поток в нижней части биакса увеличивается на $\Delta\Phi_{\text{сч}}$, т. е. $\Phi_{\text{к}} + \Delta\Phi_{\text{сч}}$. В результате этого должен измениться и суммарный поток $\Phi_{\text{р}}$. Но он не может возрасти по величине, так как материал доведен до насыщения. Поэтому происходит поворот потока $\Phi_{\text{р}}$ на угол γ и его изменение в верхней части биакса на $\Delta\Phi_{\text{сч}}$, за счет чего в обмотке $\omega_{\text{вых}}$ возникает э. д. с. При считывании «1» или «0» эта э. д. с. будет различна по направлению. После окончания действия импульса считывания магнитное состояние сердечника возвращается к исходному, т. е. считывание происходит без разрушения информации. Биакс может быть использован не только в ЗУ, но также в логических схемах. Основными преимуществами биаксов являются: высокое быстродействие, малые размеры (например, габаритные размеры серийно выпускаемого биакса БН-8 составляют $2,1 \times 1,4 \times 1,2$ мм), возможность использования материалов с невысокой прямоугольностью петли гистерезиса, небольшая стоимость.

ТВИСТОРЫ

Твистор представляет собой магнитный элемент, в котором хранение информации осуществляется на магнитной проволоке. Рассмотрим один из первых конструктивных вариантов твистора (рис. 4.26) и принцип его работы. В этом варианте используется зависимость магнитных свойств ферромагнетиков от механических напряжений. Так, для предварительно скрученной * проволоки из магнитного материала с отрицательным значением коэффициента магнитострикции (обычно в качестве материала используют никель) создается ось легкого намагничивания (ОЛН), направленная по геликоиде (рис. 4.26). При пропускании через проволоку тока I_1 возникает поле, перпендикулярное оси проволоки, а при пропускании тока I_2 через обмотку ω — поле, направленное вдоль этой оси. Результирующее поле будет направлено по геликоиде. Выбирая соответствующие токи I_1 и I_2 , можно осуществить намагничивание по ОЛН и, таким образом, записать информацию. Для считывания информации по обмотке пропускают ток I_2 обратного направления и достаточный по величине для того, чтобы повернуть вектор намаг-

* «Скручивать» по-английски to twist, отсюда понятие происхождения слова «твистор».

ниченности. При этом в проволоке, играющей в данном случае роль считывающей обмотки, возникает э. д. с. Величина этой э. д. с. будет различна в зависимости от того, была ли проволока предварительно намагничена (записана «1») или осталась ненамагниченной (записан «0»).

Кроме рассмотренного типа твистора известны и другие. Например, твистор из медной изолированной проволоки, на которую спирально нанесен магнитный слой; в одном из вариантов этого твистора была использована проволока диаметром около 0,08 мм со спирально намотанной лентой из пермаллоя шириной 0,1 и толщиной 0,006 мм. Широкого применения твисторы не получили.

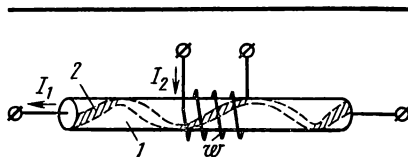


Рис. 4.26. Твистор с одной обмоткой на предварительно скрученной проволоке из магнитного материала:

1 — проволока из магнитного материала;
2 — направление легкого намагничивания

ТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ

Тонкие магнитные пленки (ТМП) могут быть использованы как в ЗУ, так и в логических элементах ЭВМ.

Запись и считывание дискретной информации на элементах с ТМП основаны на том, что, как было указано в § 1.8, ось легкого намагничивания в ТМП расположена в плоскости пленки и ориентирована в определенном направлении. Следовательно, магнитопленочный запоминающий элемент можно рассматривать как однодоменную область, вектор намагниченности которой при записи «1» ($+B_r$) или «0» ($-B_r$) имеет одно из двух антипараллельных направлений ОЛН. Если создать поле, под действием которого вектор намагниченности повернется в направлении ОТН, перпендикулярном ОЛН, то при наличии шины считывания в ней при этом возникнет э. д. с., знак которой будет различным при считывании «1» или «0».

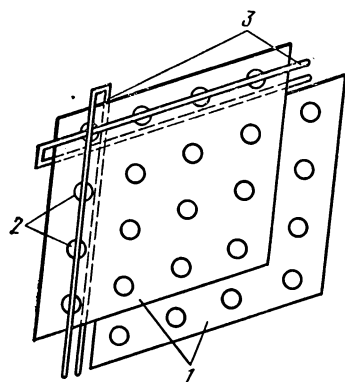


Рис. 4.27. Схема конструкции пленочной матрицы для ЗУ:

1 — стеклянные подложки; 2 — кружки пермаллоевой пленки; 3 — шины записи и считывания

Конструктивное оформление пленочного ЗУ может быть различным. Схематическое изображение пленочной матрицы одной из первых кон-

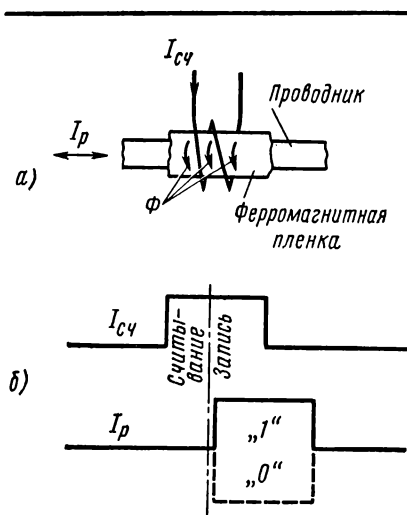


Рис. 4.28. Элемент ЗУ на цилиндрической пермаллоевой пленке

струкций показано на рис. 4.27 (работа устройства ясна из ранее рассмотренных схем).

Кроме плоских пленок, в качестве элементов ЗУ используют цилиндрические пленки.

На рис. 4.28, а показан элемент ЗУ на цилиндрической пленке, нанесенной на проводник, который служит разрядным проводом ЗУ. Адресные импульсы записи — считывания проходят по обмотке, охватывающей цилиндрическую пленку. Ось легкого намагничивания пленки направлена по окружности цилиндра.

Величина разрядного тока записи I_p выбирается такой, чтобы напряженность магнитного поля, создаваемого им, была меньше коэрцитивной силы

в направлении оси легкого намагничивания. Таким образом, только ток I_p не может изменить направление магнитного потока в пленочном элементе.

При подаче тока считывания $I_{сч}$ на участках пленки, расположенных под обмотками считывания, происходит поворот вектора намагниченности в направлении оси проводника, что приводит к индуктированию сигнала на выходной разрядной обмотке, полярность которого определяется направлением намагниченности пленки, бывшим до считывания информации.

В зависимости от амплитуды тока считывания $I_{сч}$ поворот вектора намагниченности может быть как необратимым, так и обратимым. Во втором случае считывание информации может осуществляться без ее разрушения.

Запись информации происходит при одновременном воздействии адресного тока записи и разрядного тока I_p с тем или иным знаком. Причем в качестве адресного тока записи и считывания может быть использован один и тот же импульс тока $I_{сч}$, одна часть которого используется для считывания информации, а другая — для записи (рис. 4.28, а, б).

Основным преимуществом и плоских, и цилиндрических ферромагнитных пленок является большое быстродействие (до наносекундного диапазона), обусловленное тем, что процессы перемагничивания в них протекают за счет вращения вектора намагниченности, а также возможность автоматизации процесса изготовления матриц ЗУ: тканые матрицы из цилиндрических пленочных

элементов и многослойные печатные платы на основе плоских пленок.

Однако несмотря на указанные преимущества пленочные ЗУ пока не вытеснили ЗУ на кольцевых и разветвленных сердечниках, что объясняется рядом причин — малой величиной полезного сигнала в пленочных ЗУ, трудностями технологического характера в их производстве и др.

Более перспективным использованием ТМП, чем в ЗУ, считается создание на их основе логических элементов (прежде всего регистров сдвига), главным образом на основе использования принципа управляемого смещения границ доменов в желаемом направлении на неограниченное расстояние [1.10]. Однако эти работы находятся еще в стадии лабораторных разработок.

УСТРОЙСТВА НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНАХ

Цилиндрические магнитные домены (ЦМД), физика образования которых была рассмотрена в § 1.8, используют для создания как запоминающих, так и логических устройств. При этом значению «1» соответствует наличие домена в определенной точке информационной среды, а значению «0» — его отсутствие. Известны способы, позволяющие генерировать и разрушать (аннигилировать) ЦМД, реверсивно перемещать их в двух направлениях, фиксировать их присутствие или отсутствие (считывать информацию). ЦМД можно рассматривать как твердотельную среду, способную реализовывать многофункциональные операции без нарушения однородности материала-носителя.

Работы по техническому использованию ЦМД были начаты в 1967 г. фирмой «Белл» (США) под руководством А. Бобека. Исследования в этой области ведутся в СССР и в ряде других стран. Многие ведущие специалисты считают, что ЦМД следует рассматривать как основную элементную базу ЭВМ следующих поколений.

Для оценки свойств материалов, используемых при создании ЦМД, введено понятие характеристической длины материала

$$l_0 = \frac{\mu_0 \gamma_{\text{гр}}}{B_s^2}, \quad (4.11)$$

где $\gamma_{\text{гр}}$ — удельная энергия доменной границы, Дж/м²; B_s — индукция насыщения, Т.

Характеристическая длина l_0 имеет размерность длины и связана с толщиной h пластины и диаметром D домена. Минимально достижимый диаметр домена $D_{\text{min}} = D_k^* = 3,9l_0$ имеет место для пластин толщиной $h = 3,3l_0$. В технических устройствах, где используются ЦМД, рекомендуется выбирать $h \approx 4l_0$, так как при этом способность

* См. рис. 1.34.

доменов восстанавливаться после флуктуаций наиболее сильно выражена. При $h = 4l_0$ поле, соответствующее середине области устойчивых цилиндрических доменов, $H_{ср} = 0,3I_s$, а диаметр доменов при этом поле $D = 8 l_0$.

Важной характеристикой материалов для ЦМД является коэрцитивная сила H_c , величина которой связана с подвижностью доменов.

Если создать в плоскости пластины неоднородное внешнее поле, то ЦМД под действием этого поля будет перемещаться. Скорость перемещения одиночного домена

$$v = \frac{\mu_y}{2} \left(\Delta H - \frac{8}{\pi} H_c \right), \quad (4.12)$$

где μ_y — подвижность доменных границ, зависящая от физических свойств материала; ΔH — градиент поля на протяжении диаметра домена.

Из выражения (4.12) видно, что для перемещения домена должно удовлетворяться неравенство

$$\Delta H > \frac{8H_c}{\pi}. \quad (4.13)$$

Следовательно, для повышения скорости обращения информации необходимо стремиться к понижению величины коэрцитивной силы.

Основными группами материалов для получения ЦМД являются ортоферриты и некоторые редкоземельные ферриты-гранаты.

О р т о ф е р р и т ы — первые материалы, на которых были изучены ЦМД (см. § 1.8). Их применяют в виде пластинок, вырезанных определенным образом из монокристалла, и доведенных посредством механической полировки до нужной толщины ($h \approx 4l_0$).

Монокристаллы ортоферритов можно получать различными способами (см. § 2.19). Одним из наиболее перспективных считают выращивание монокристаллов из расплава с применением бестигельной зонной плавки и радиационного нагрева. Этот метод включает изготовление исходных для выращивания монокристаллов поликристаллических заготовок в виде цилиндрических стержней методами керамической технологии. Процесс кристаллизации осуществляют следующим образом. Из предварительно полученного любым методом монокристалла вырезают вдоль определенного кристаллографического направления затравку, которую закрепляют на керамическом или сапфировом держателе. По оси затравки с высокой точностью устанавливают исходный поликристаллический стержень. Камера герметизируется, продувается и подключается к системе давления кислорода. Затравку и питающий стержень приводят во вращение, сближают до минимального расстояния и нагревают по определенному режиму с помощью ксеноновой лампы сверхвысокого давления с биеллиптической оптической системой для концентрации энергии в зоне плавки. В месте сближения затравки и стержня

образуется расплавленная зона. При медленном (5—10 мм/ч) перемещении стержней относительно зоны на затравке начинается кристаллизация. После окончания процесса выращивания кристалл подвергают отжигу для уменьшения H_c , извлекают из кристаллизационной камеры и отрезают от затравки. Таким методом можно получать монокристаллы в виде цилиндров диаметром до 8 мм и длиной до 80 мм. Далее образцы поступают на механическую обработку — резку, шлифовку и полировку до нужной толщины пластины h .

В табл. 4.2 приведены параметры некоторых ортоферритов. Из данных таблицы видно, что ортоферриты обладают относительно малой индукцией насыщения B_s и что диаметр цилиндрических доменов порядка десятков или сотен микрон. Ортоферриты харак-

Т а б л и ц а 4.2

Параметры некоторых ортоферритов $RFeO_3$

Редкоземельный элемент R	Из эксперимента			Из расчета	
	B_s , мТ	D_K , мкм	h , мкм	l_0 , мкм	$\gamma_{гр}$, Дж/м ² ·10 ³
Y	10,5	76	76	20,2	1,8
Nd	6,2	190	51	35,6	1,1
Sm	8,4	152	28	23,4	1,3
Eu	8,3	140	51	29,9	1,6
Gd	9,4	94	61	23,4	1,7
Tb	13,7	43	56	11,3	1,7
Dy	12,8	51	41	13,7	1,8
Ho	9,1	114	53	26,6	1,7
Er	8,1	152	51	31,6	1,6
Tu	14,0	58	58	15,4	2,4
Yb	14,3	97	76	24,2	3,9
Lu	11,9	190	51	34,8	3,9
Sm _{0,6} Er _{0,4}	8,3	25	46	6,5	0,35
Sm _{0,55} Tb _{0,40}	10,8	19	51	3,2	0,30

теризуются высокой подвижностью доменных границ. При комнатных температурах для большинства ортоферритов $\mu_v = (100 - 1000) \frac{\text{см}}{\text{А/см} \cdot \text{с}}$. Прозрачность ортоферритов в красном свете ($\lambda = 0,6 \text{ мкм}$) существенно выше, чем других материалов, что в сочетании с высокими магнитооптическими свойствами позволяет использовать эффект Фарадея для наблюдения доменных структур в ортоферритах и считывание ЦМД.

Плотность размещения информации в устройствах с ЦМД на ортоферритах составляет $(10^3 - 10^4) \text{ бит/см}^2$. Для повышения плотности необходимо применять материалы с меньшими размерами (диаметрами) доменов. Этому требованию хорошо отвечают некоторые редкоземельные ферриты-гранаты.

Ф е р р и т ы - г р а н а т ы, основные параметры которых приведены в табл. 4.3, имеют домены диаметром не более 10 мкм, что приблизительно на порядок меньше, чем домены ортоферритов. Плотность информации для устройств с ЦМД на ферритах-гранатах может быть повышена до $10^5 - 10^6 \text{ бит/см}^2$. Однако подвижность доменных границ этой группы материалов ниже, чем у ортоферритов.

Согласно табл. 4.3 толщина пластинок из ферритов-гранатов должна быть порядка 10—20 мкм. Такие тонкие пластины механической обработкой получить нельзя. Поэтому вместо пластин применяют монокристаллические пленки, получаемые эпитаксиальным методом — путем химического осаждения из паровой фазы на подложку из немагнитного, например гадолиниево-галлиевого граната. Чем ближе параметры кристаллической решетки подложки и пленки, тем выше качество последней.

Т а б л и ц а 4.3

Параметры некоторых редкоземельных ферритов-гранатов

Состав	B_s , мТ	D , мкм	h , мкм	I_0 , мкм	$\gamma_{\text{гр}}$, $\frac{\text{Дж/м}^2 \times 10^4}{\text{А/см} \cdot \text{с}}$	μ_v , $\frac{\text{см}}{\text{А/см} \cdot \text{с}}$
$\text{Er}_2\text{Tb}_1\text{Al}_{1.1}\text{Fe}_{9.9}\text{O}_{12}$	13,6	7,0	17	1,29	1,9	44
$\text{Gd}_{2.34}\text{Tb}_{0.66}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	13,7	7,5	15	1,54	2,3	96
$\text{Gd}_{0.95}\text{Tb}_{0.75}\text{Er}_{1.3}\text{Al}_{0.5}\text{Fe}_{4.5}\text{O}_{12}$	18,1	3,0	11,5	0,35	0,83	48
$\text{Eu}_2\text{Er}_1\text{Gd}_{0.7}\text{Fe}_{4.3}\text{O}_{12}$	19,6	5,5	17,1	0,73	2,2	131
$\text{Y}_2\text{Gd}_1\text{Al}_{0.8}\text{Fe}_{4.2}\text{O}_{12}$	32,8	2,5	13,3	0,21	1,8	143
$\text{Y}_{1.8}\text{Eu}_{0.2}\text{Gd}_{0.5}\text{Tb}_{0.5}\text{Al}_{0.6}\text{Fe}_{4.4}\text{O}_{12}$	45,0	3,0	19	0,22	3,6	148

ЦМД могут быть созданы не только в ортоферритах и ферритах-гранатах, но также и в некоторых других материалах, например в ферритах с гексагональной структурой. Для этой группы характерны малая подвижность доменных границ и малые размеры доменов (D_k порядка десятых долей микрометра), что создает большие трудности при считывании информации.

Управление ЦМД

Остановимся на вопросе управления ЦМД, т. е. осуществления дискретных перемещений доменов в одном или двух направлениях в определенные моменты времени. Цилиндрический домен можно рассматривать как магнитный диполь, перемещение которого возможно под действием специально создаваемых внешних магнитных полей. Эти поля должны иметь определенный рельеф, для того чтобы положение домена после каждого нового дискретного перемещения фиксировалось в определенной точке информационной среды. Магнитное поле должно представлять собой систему магнитостатических ловушек (МСЛ), куда перемещаются и где фиксируются ЦМД.

В зависимости от типа магнитостатического взаимодействия различают:

а) управление за счет создания токовых МСЛ, обусловленное взаимодействием поля ЦМД с внешними полями;

б) управление за счет создания зарядных МСЛ, обусловленное взаимодействием поля ЦМД с квазипостоянными полями магнитных зарядов, наводимых внешними по отношению к ЦМД полями на границах раздела магнитных сред, входящих в состав продвигающих схем;

в) управление за счет создания зарядных МСЛ, обусловленное взаимодействием поля ЦМД с магнитными зарядами, наводимыми полями рассеяния ЦМД на границах раздела магнитных сред, входящих в состав продвигающих схем.

Рассмотрим техническую реализацию указанных способов управления.

Управление токовыми МСЛ. Токовые МСЛ создаются двухпроводными плоскими продвигающими обмотками (петлями) с током, накладываемыми на поверхность пластины или подложки (рис. 4.29). Для создания таких схем пользуются методами тонкопленочной технологии. При пропускании по петле тока возникает местное магнитное поле, которое, взаимодействуя с полем ЦМД, втягивает его под петлю. Для «захвата» ЦМД необходимо, чтобы местное поле частично перекрывало домен. Это требование в некоторой степени обуславливает размеры петель. Изображенная на рис. 4.29 схема обеспечивает двумерное перемещение ЦМД, т. е. путем подачи в соответствующей последовательности импульсов тока в шины X_i и Y_i можно переместить и зафиксировать ЦМД в любой точке схемы

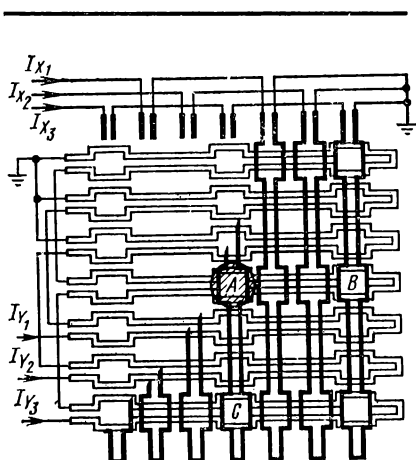


Рис. 4.29. Схема токовых петель для двумерного продвижения ЦМД

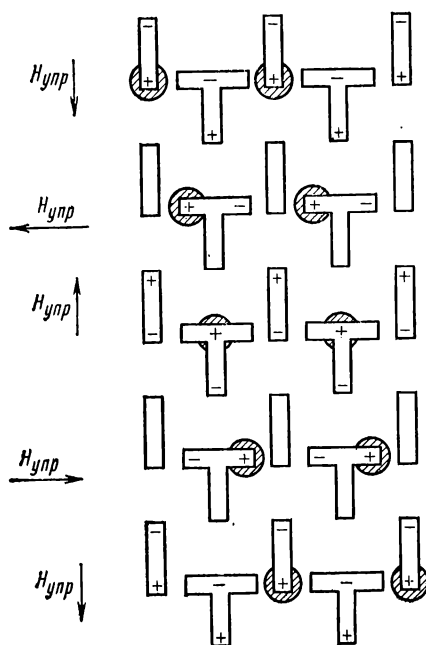


Рис. 4.30. Схема продвижения ЦМД на пермалловых аппликациях

(на рис. 4.29 домен находится в точке А).

Управление зарядными МСЛ, создаваемыми внешним полем. Для реализации этого метода на поверхность пластины (подложки) наносят ферромагнитные (обычно пермалловые) аппликации определенной конфигурации, например такой, как на рис. 4.30. Посредством системы намагничивающих катушек создают поле $H_{упр}$, действующее в плоскости пластины. Направление этого поля можно менять (коммутировать) так, как показано на рис. 4.30 стрелками. Каждому направлению поля соответствует определенное расположение магнитных зарядов на элементах аппликации (полярность зарядов обозначена знаками «+» и «-»). Условимся, что домен имеет знак «-», т. е. притягивается к магнитному заряду со знаком «+». ЦМД при одном обороте поля $H_{упр}$ будет перемещаться с одной продольной полоски через T-образный элемент на следующую продольную полоску. Такого рода МСЛ имеют наибольшее применение.

Управление зарядными МСЛ, создаваемыми полями рассеяния ЦМД. Этот способ основан на том, что при модуляции поля $H_{вн}$ (см. рис. 1.34), подмагничивающего пластину, ЦМД расширяется при уменьшении поля и сжимается при его увеличении. Возможные пределы изменения поля при условии сохранения ЦМД определяются: нижняя граница — переходом ЦМД в полосовой домен; верхняя граница — величиной поля коллапса. Максимальное изменение

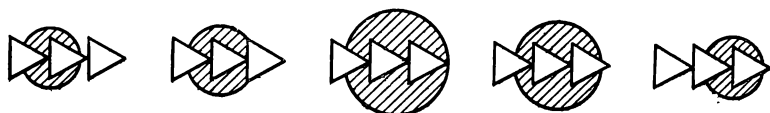


Рис. 4.31. Схема продвижения ЦМД на пермалловых аппликациях клиновидной формы

диаметра ЦМД при этом около 3. Если на пластину (подложку) нанесена клиновидная пермалловая аппликация (рис. 4.31), то при модуляции поля происходит следующее. Энергетически выгодным является расположение домена на острие клина. При уменьшении $H_{\text{вн}}$ диаметр домена растет, домен расширяется в сторону следующих клиньев (вправо), захватывает их и при возрастании $H_{\text{вн}}$, сжимаясь, «стекает» на острие следующего клина.

Кроме приведенных способов продвижения ЦМД известны и другие, например структурные, основанные на создании определенного рельефа энергии в самой пластине. Однако они не получили широкого применения.

Считывание информации с ЦМД

В общем виде задача считывания информации в устройствах с ЦМД может быть сформулирована как определение направления намагниченности в объеме $V = \pi D^2 h / 4$ за время t , зависящее от требуемой скорости обработки информации. Считывание производят индукционным методом, датчиками Холла, магниторезисторами, а также некоторыми другими методами и приборами.

Индукционный метод, основанный на законе электромагнитной индукции, дает возможность считывать только движущиеся ЦМД и не позволяет регистрировать присутствие неподвижных ЦМД. Ориентировочно можно считать, что техническая реализация метода осуществима для частот выше 1 МГц. Имеются предложения по повышению чувствительности метода. Например, на пути перемещения ЦМД наносят петлю в виде шпильки, по которой пропускают ток такого направления, что поле, создаваемое им, ослабляет подмагничивающее поле до величины, при которой ЦМД растягивается в полосовой домен; при этом площадь его увеличивается в десятки раз, соответственно возрастает и сигнал считывания.

Метод с использованием датчиков Холла (ДХ) требует микроиниатюризации ДХ до размеров ЦМД. При этом ДХ должны также обладать достаточной механической прочностью, хорошей воспроизводимостью характеристик, малой температурной зависимостью и др. Полезный сигнал должен быть порядка 100 мкВ при индукции 5 мТ. В принципе изготовить ДХ, удовлетворяющие данным условиям, можно, но они будут обладать всеми недостатками, которые при-

сути ДХ, представляющим собой четырехполюсники (наличие четырех выводов, необходимость компенсации неэквипотенциальности и др.). Кроме того, они характеризуются большим потреблением, наличием собственного магнитного поля и т. п.

Магниторезисторы при действии магнитного поля меняют электрическое сопротивление. Магниторезисторы, используемые при считывании ЦМД, представляют собой пермаллоевые аппликации, напыляемые на пластину (подложку). При прохождении домена под магниторезистором в последнем происходит поворот вектора намагниченности от ОЛН к ОТН и изменение электрического сопротивления. Этот способ считывания представляется наиболее перспективным.

Из других методов считывания укажем еще на *магнитооптический* с использованием *эффекта Керра* или *Фарадея* (см. § 1.8). К преимуществам магнитооптического метода считывания относятся: высокая разрешающая способность, позволяющая воспроизводить информацию с плотностью до 10^8 бит/см²; независимость величины выходного сигнала от скорости перемещения домена; возможность осуществления произвольной выборки; возможность считывания ЦМД со всей пластины и др. Основным недостатком этого метода является низкая технологичность, которая будет повышаться с развитием микроэлектроники.

Элементы схем

Для построения различных устройств вычислительной техники с использованием ЦМД, кроме продвижения и считывания доменов, необходимо еще их генерировать и аннигилировать.

Генераторы ЦМД могут быть построены с использованием различных элементов — токовых петель особой конфигурации, пермалловых аппликаций специальной формы и др.

На рис. 4.32 представлена одна из возможных схем генераторов ЦМД, которая хорошо согласуется со схемой продвижения, изображенной на рис. 4.30. Генератором доменов в данном случае может быть круглая, ромбовидная или прямоугольная аппликация особой формы (на рис. 4.32 — с «зубчиком») и размеров. Аппликацию изготавливают одновременно со схемой и теми же технологическими приемами, что является большим преимуществом. До начала работы генератор «заряжают» зародышевым доменом. Для этого создают поле $H_{\text{вн}}$, перпендикулярное плоскости пластины и несколько большее поля коллапса H_k . При этом на всей плоскости пластины, кроме зоны генератора, ЦМД коллапсируют, а в зоне генератора сохраняется один зародышевый домен. Это достигается тем, что размеры аппликации генератора делают во много раз больше всех других элементов, в результате чего поле коллапса H_k домена, находящегося под генератором, оказывается больше (приблизительно на 800 А/м) поля коллапса во всех других точках пластины.

При воздействии на подготовленную таким образом пластину коммутируемым полем $H_{упр}$ зародышевый домен изменяется так, как показано на рис. 4.32. В конечном итоге за один оборот коммутируемого поля в схему продвижения попадает один цилиндрический домен, а генератор, сохраняя зародышевый домен, снова подготовлен к работе.

В конце схемы продвижения размещают аннигилятор доменов, который конструктивно подобен генератору, т. е. представляет собой достаточно большую по величине пермалловую аппликацию различной формы. ЦМД, распространяясь по каналу, доходит до аннигилятора, захватывается им и в процессе вращения «подавляется» уже имеющимся там доменом.

Общие принципы построения схем с ЦМД имеют некоторое сходство с принципами построения схем ЗУ и логических схем на ферритовых сердечниках с ППГ, однако они имеют и свои особенности.

Можно отметить следующие отличительные особенности использования ЦМД:

- 1) высокую плотность размещения информации (в перспективе — до 10^9 бит в объеме 5 см^3);
- 2) малую потребляемую мощность (около $0,5 \text{ мВт/бит}$, что приблизительно в 100 раз меньше, чем для полупроводниковых элементов);
- 3) низкую стоимость;
- 4) высокую функциональную гибкость, обусловленную возможностью комплексного выполнения логических и запоминающих операций в единой однородной магнитной среде.

ЗАПОМИНАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА С МАГНИТНОЙ ЗАПИСЬЮ

В § 2.17 были рассмотрены некоторые типы магнитных лент, применяемых для записи звука. В вычислительной технике подобные магнитные ленты широко используют для записи информации в дискретной и аналоговой формах. Однако запись осуществляют

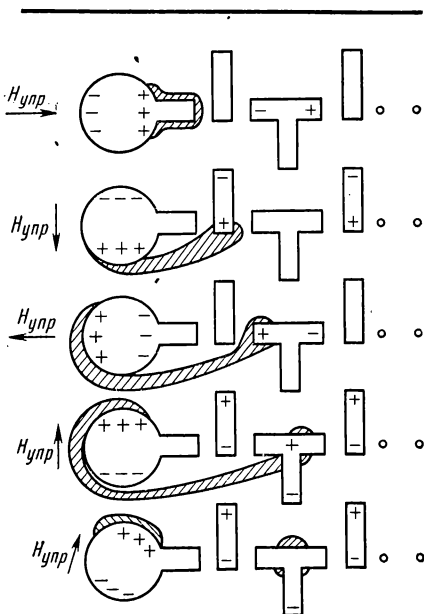


Рис. 4.32. Схема генератора ЦМД

не только на лентах, но и на магнитных носителях других видов: дисках, барабанах, картах, жетонах, на активную поверхность которых наносят слой магнитнотвердого материала. В большинстве случаев их применяют в качестве внешних запоминающих устройств (ВЗУ) с большим объемом памяти, но с меньшим, чем в ОЗУ, быстродействием.

Обычно применяемые ленты помещают в стандартные кассеты, рассчитанные на 750 м ленты (миникассеты вмещают 90 м ленты). Протяжка ленты осуществляется с помощью специальных лентопротяжных механизмов с типовыми скоростями: 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 м/с (ГОСТ 14127—69). Запись информации на ленту может производиться на одну или на несколько параллельных дорожек. Емкость записи дискретной информации определяется продольной и поперечной плотностями записи. Продольной плотностью называют число импульсов двоичного кода (бит), размещающихся на 1 мм длины ленты. Стандартные плотности записи: 8; 32; 64 бит/мм. Поперечной плотностью называют число дорожек. Общая емкость одной кассеты составляет $(200—400) \cdot 10^6$ бит информации.

Магнитные ленты, используемые для записи, характеризуются высокой надежностью хранения и передачи информации (не более одного сбоя на 10^{10} правильно воспроизведенных бит информации), достаточно высокой частотой передачи информации (до $1,5 \cdot 10^6$ бит/с), невысокой стоимостью. Недостатком записи на магнитную ленту является большое время поиска, так как запись информации является последовательной.

На рис. 4.33 показано ЗУ на магнитной ленте с тремя магнитными головками, выполняющими функции записи, считывания и стирания информации (существуют универсальные головки, совмещающие функции записи и воспроизведения). Сердечники головок выполнены из высоконикелевых пермаллоев, а также железоалюминиевых

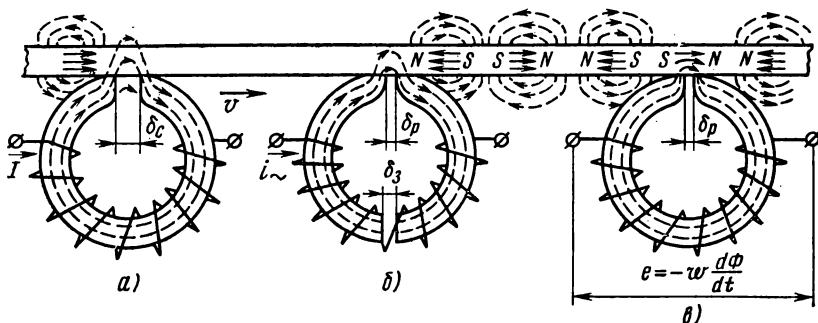


Рис. 4.33. Запоминающее устройство с записью на магнитной ленте:

а — стирающая; б — записывающая; в — считывающая головки

сплавов (например, из альфенола) или ферритов. Последние две группы материалов обладают высокой износоустойчивостью на истирание, что важно для устройств с контактной записью. Особенно хорошо этому требованию отвечают головки из монокристаллических и горячепрессованных ферритов.

Запись производят на предварительно намагниченный до насыщения носитель, что позволяет в два раза увеличить полезный сигнал при считывании *единицы* по сравнению с записью на ненамагниченный носитель. Предварительное намагничивание можно осуществить полем, создаваемым в воздушном зазоре δ_c стирающей головки при протекании по ее обмотке достаточно сильного постоянного тока i . Достигнутое таким образом магнитное состояние ленты соответствует записи «0». Для записи «1» в обмотку записывающей головки подают импульс тока i_{\sim} , достаточный для перемагничивания в обратном направлении до насыщения магнитного носителя, находящегося в зоне рабочего воздушного зазора δ_p . Задний зазор δ_z необходим для уменьшения остаточной индукции в сердечнике после окончания импульса тока. Таким образом, лента после прохождения записывающей головки представляет собой в магнитном отношении как бы цепь последовательно включенных постоянных магнетиков различной для «0» и «1» полярности. Для воспроизведения записанного сигнала используется считывающая головка, в обмотке которой наводится э. д. с., пропорциональная скорости изменения потока ленты, который замыкается по сердечнику в процессе движения ленты перед головкой. Следует отметить, что процессы записи и считывания изложены упрощенно. Существуют другие методы записи (импульсные, потенциальные, фазокодированные, частотные), каждый из которых обладает определенными преимуществами и недостатками и имеет свою предпочтительную область применения. Эти методы рассмотрены, например, в [4.3].

Из других видов магнитных носителей наиболее распространены магнитные диски. Магнитный диск представляет собой отполированную до 14-го класса чистоты омедненную алюминиевую пластину толщиной 3—4 мм, диаметром 350 мм, с обеих сторон покрытую магнитнотвердым материалом — ферролаком на основе γ Fe_3O_3 (см. § 2.17), сплавами Ni-Co, Co-W или чистым Co, наносимыми гальваническим путем. Рабочий слой магнитного диска покрывают тонким защитным слоем.

Различают накопители с постоянными и со сменными дисками (одно-, шести- и одиннадцатидисковые). Параметры дисков стандартизованы. Например, шестидисковые пакеты имеют 10 рабочих поверхностей (внешние не используются), 202 дорожки и плотность 45 бит/мм. На каждую рабочую поверхность диска устанавливается по одной магнитной головке «плавающего» типа. Принцип «плавления» состоит в том, что головка находится под действием двух противоположно действующих сил: потока воздуха, специально созданного и направленного так, что головка стремится отойти от поверх-

ности диска, и пружины, прижимающей головку к поверхности диска. В результате создается рабочий зазор порядка 1—5 мкм. Диск приводится во вращение двигателем, а головка (или головки) с помощью специального двигателя может перемещаться по направлению радиуса диска, переходя с дорожки на дорожку. Накопитель имеет электронный блок управления, записи и считывания, а также устройство для принудительной очистки воздуха в районе диска.

Преимущества магнитного накопителя на дисках по сравнению с накопителем на ленте — это высокая скорость передачи и малое время выборки.

Накопители на магнитных барабанах постепенно вытесняются накопителями на дисках. Наряду с рассмотренными появляются новые виды магнитных носителей, особенно в машинах прикладного и специального назначения: магнитные карты, карандаши, документы с магнитным слоем и др.

§ 4.3. Системы с постоянными магнитами

Создание магнитотвердых материалов с высокими свойствами обусловило применение постоянных магнитов в самых различных областях техники:

1) *измерительные приборы* — магнитоэлектрические амперметры, вольтметры, омметры, веберметры, светолучевые осциллографы, магнетометры и др.;

2) *электрические машины с постоянными магнитами* — синхронные генераторы, двигатели постоянного тока, а также синхронные и гистерезисные, магнето;

3) *радиоприемные устройства, акустические аппараты и устройства техники связи* — репродукторы, телефоны, микрофоны, адаптеры, звукозаписывающие головки и др.;

4) *электровакуумные и ферритовые устройства СВЧ* — лампы бегущей волны, гетеродинные лампы обратной волны, циклотроны, вентили и др.;

5) *регулирующие устройства* — поляризованные реле, регуляторы напряжения, температуры, давления, ограничители, переключатели тока и пр.;

6) *промышленные устройства* — магнитные плиты, магнитные сепараторы, магнитные муфты и пр.;

7) *бытовые приборы и устройства* — магнитные замки и фиксаторы, игрушки, магнитные ручные инструменты и др.

В общем случае магнитная система представляет собой сложную магнитную цепь, в которой к постоянному магниту могут быть подключены магнитопроводы, полюсные наконечники, магнитные шунты, термошунты, выпрямители поля, магнитные экраны, крепежные детали и другие элементы.

Параметры магнитной системы в значительной степени определяют параметры всего устройства в целом. Так, например, для электровакуумных приборов СВЧ масса магнитной системы составляет 60—90% от общей массы прибора, а стоимость — 20—50% стоимости прибора. Разработка сложной магнитной системы занимает 30—40% общего объема разработки устройства [2.11].

Следовательно, проектирование магнитных систем с постоянными магнитами является важной инженерно-экономической задачей.

Проектирование магнитной системы с постоянным магнитом в большинстве случаев сводится к выбору материала, размеров магнита и конфигурации магнитной системы, обеспечивающих получение заданного значения магнитной индукции в рабочем воздушном зазоре при наилучшем использовании свойств материала.

Степень использования свойств материала можно оценить с помощью коэффициента использования материала σ , который представляет собой отношение магнитной энергии в воздушном зазоре к максимально возможной энергии магнита данного объема *:

$$\sigma = \frac{B_p H_p V_p}{(BH)_{\max} V_m}, \quad (4.14)$$

где B_p , H_p — соответственно магнитная индукция и напряженность поля в рабочем воздушном зазоре; V_p — объем рабочего зазора; V_m — объем магнита.

Коэффициенту σ можно придать и другой физический смысл. Перепишем формулу (4.14) в следующем виде:

$$\sigma B_D H_D S_m l_m = B_p H_p S_p l_p,$$

где l_m и l_p — длины; S_m и S_p — площади поперечного сечения соответственно магнита и рабочего воздушного зазора; B_D и H_D — индукция и напряженность поля магнита, работающего в точке $(BH)_{\max}$.

Так как $H_D l_m = H_p l_p$, то

$$\sigma = \Phi_p / \Phi_m, \quad (4.15)$$

т. е. σ можно представить как отношение магнитного потока в рабочем зазоре к магнитному потоку магнита, работающего в точке $(BH)_{\max}$.

Формулы (4.14) и (4.15) показывают, что коэффициент использования материала характеризует потери энергии (или магнитного потока) на пути от магнитной нейтрали до рабочего зазора. Очевидно, что σ всегда меньше единицы; для систем высокого качества $\sigma = 0,2 - 0,6$.

Потери энергии магнита обусловлены рассеянием магнитного потока, падением м. д. с. по длине магнитопровода и поперечным

* Максимально возможная энергия соответствует идеализированному случаю работы всего объема магнита в точке $(BH)_{\max}$.

намагничиванием. При этом считаем, что рабочей является точка $(BH)_{\max}$ и намагничивание произведено до предельных характеристик. «Недомагничивание» может быть больше суммы всех других потерь.

Потери от рассеяния магнитного потока объясняются тем, что магнитное сопротивление воздуха не равно бесконечности. Точный расчет проводимостей представляет собой сложную задачу. Обычно для этой цели пользуются эмпирическими формулами и вспомогательными графиками, что увеличивает погрешность расчета.

Утечки имеются не только по длине магнитопровода, но и по длине магнита, а это значит, что его состояние на кривой размагничивания представляется не одной точкой, а целым участком. Наибольшим поток будет в нейтрали, а наименьшим — на концах магнита.

Изменение индукции приводит к изменению м. д. с. на единицу длины магнита и, следовательно, к тому, что на участках с одинаковой магнитной проводимостью потери потока будут различны. Это учитывается путем применения в расчетах метода последовательного суммирования [4.9]. Метод заключается в том, что подсчет утечек от нейтрали к концам ведется последовательно на маленьких участках, для которых B и H с некоторым приближением можно считать постоянными. Недостатком метода последовательного суммирования является его большая трудоемкость.

Потери м. д. с. в магнитопроводе. В большинстве случаев по конструктивным соображениям в магнитной системе используют магнитопровод, изготавливаемый из магнитномягкого материала. Сечение магнитопровода должно быть выбрано так, чтобы материал магнитопровода не был насыщен. При этом магнитное сопротивление и потери м. д. с. на рассматриваемых участках будут настолько незначительными, что ими в расчете практически можно пренебречь, считая, что участки цепи, заполненные магнитномягким материалом, являются короткозамкнутыми.

В случае же конструкций с относительно большой длиной магнитопровода или с большим насыщением отдельных участков последнего, а также при наличии стыков потери м. д. с. можно учесть расчетным путем (см., например, [4.10]).

Потери на поперечное намагничивание. Явление поперечного намагничивания заключается в том, что у магнита, первоначально намагниченного в определенном направлении, конфигурация линий поля изменяется так, что возникает составляющая, перпендикулярная к основному направлению.

Поперечная составляющая является причиной уменьшения полезной энергии. Расчетные данные плохо сходятся с действительными прежде всего из-за трудностей количественного учета явления поперечного намагничивания, который обычно производят путем введения в расчетные формулы эмпирических коэффициентов.

Рассмотрим наиболее простой метод расчета систем с постоянными магнитами, называемый *методом отношений*. В этом методе условно считают всю проводимость сосредоточенной на концах магнита. В результате такого допущения характеристика магнита определяется не участком на кривой размагничивания, а точкой.

Расчет основан на законе Ома для магнитной цепи, в соответствии с которыми

$$\Phi = F/R_m = FG, \quad (4.16)$$

где Φ — полный поток магнита; F — намагничивающая сила; R_m и G — соответственно магнитное сопротивление и проводимость.

Для данного случая формулу (4.16) принято писать следующим образом:

$$B_m S_m = H_m l_m (\beta G_m + G_k)$$

или

$$\frac{B_m}{H_m} = \frac{l_m}{S_m} (\beta G_m + G_k), \quad (4.17)$$

где B_m и H_m — магнитная индукция и напряженность поля рабочей точки магнита; l_m — длина магнита, которая определяется по средней линии как расстояние от одного полюсного наконечника через магнитную нейтраль до другого полюсного наконечника; S_m — площадь поперечного сечения магнита; G_m — проводимость по длине магнита от нейтрали до полюсных наконечников; β — коэффициент, учитывающий (до некоторой степени) принятое допущение (его числовое значение зависит от материала и конфигурации магнита и может быть принято равным 0,33—0,5); G_k — проводимость концов магнита (между полюсными наконечниками), включая и полезную проводимость воздушного зазора.

Правая часть уравнения (4.17) зависит от геометрических размеров магнитной системы и представляет собой величину, обратную коэффициенту размагничивания N_p . Если конфигурация и размеры магнитной системы заданы, то, определив N_p , проводят из начала координат до пересечения с кривой размагничивания выбранного материала линию коэффициента размагничивания. Точка пересечения является рабочей и характеризует значения B_m и H_m в формуле (4.17).

Если рабочая точка отстоит далеко от точки, соответствующей $(BH)_{\max}$, то меняют размеры или конфигурацию системы так, чтобы приблизить ее к этой точке.

Индукцию в рабочем воздушном зазоре определяют с учетом того, что потоки распределяются пропорционально проводимостям, т. е.

$$\frac{B_p S_p}{B_m S_m} = \frac{G_p}{\beta G_m + G_k},$$

откуда

$$B_p = B_m \frac{S_m}{S_p} \frac{G_p}{\beta G_m + G_k}. \quad (4.18)$$

Метод отношений можно применять для определения рабочей точки на кривой размагничивания, на кривой возврата (после магнитной стабилизации), с учетом магнитного сопротивления магнитопровода, при намагничивании без арматуры с последующей сборкой.

Метод отношений обычно используют для предварительных расчетов, которые далее могут быть уточнены, например, путем применения метода последовательного суммирования.

Наиболее трудоемкой частью расчета методом отношений является определение проводимостей. Эту задачу в ряде случаев можно упростить, используя в расчете систем понятие коэффициента размагничивания.

Широкое распространение получили системы с постоянными магнитами, в которых поле в рабочем зазоре является неоднородным и должно отвечать определенному закону распределения. Упомянутые методы не позволяют рассчитывать такие системы. Для решения подобных задач используют методы теории поля (анализ магнито-статических полей), которые могут быть реализованы путем моделирования и средствами вычислительной техники.

§ 4.4. Ферритовые устройства СВЧ

В технике СВЧ применяют многочисленные ферритовые устройства, которые можно классифицировать по различным признакам: назначению, принципу действия, допустимому уровню мощности, рабочему диапазону частот и др.

Основными типами ферритовых устройств СВЧ при классификации по назначению являются:

в е н т и л ь — устройство, пропускающее электромагнитную волну только в одном направлении. Задачей вентили является защита источника СВЧ-сигнала от волн, отраженных от нагрузки. Отраженная волна поглощается самим ферритом, пленочным погло-
тителем, нанесенным на феррит, или специальной поглощающей пластиной;

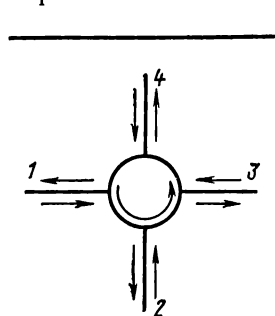


Рис. 4.34. Схематическое изображение работы циркулятора

ц и р к у л я т о р — устройство, обеспечивающее передачу энергии в определенный канал. На рис. 4.34 показана схема работы циркулятора, применяемого в радиолокационной аппаратуре в качестве антенного коммутатора. Энергия от передатчика, подключенного к плечу 1, распространяется к антенне, включенной в плечо 2. При этом в плечо 3 просачивается лишь незначительная часть энергии. Сигнал, принятый антенной, направляется в плечо 3, к которому подключен приемник. В плечо 4 включается поглощающая нагрузка;

ф а з о в р а щ а т е л ь — устройство, управляющее фазой высокочастотных колебаний. Существуют взаимные и невзаимные фазовращатели. Фазовращатель называют взаимным, если его параметры не меняются при изменении направления энергии СВЧ, и невзаимным, если параметры меняются. Фазовращатели используют в схемах фазовой и частотной модуляции СВЧ-сигналов, в качестве элементов антенных решеток с электрическим управлением луча и т. п.

Помимо указанных ферритовых устройств СВЧ применяют ферритовые переключатели, модуляторы, фильтры, циркуляторы с магнитной памятью, ограничители мощности, линии задержки, генераторы, аттенюаторы (ослабители) и др.

В ферритовых приборах СВЧ используются различные физические эффекты. В первых ферритовых устройствах СВЧ использовали эффект Фарадея, на основе которого были созданы вентили, циркуляторы, фазовращатели, аттенюаторы, модуляторы и переключатели.

Однако в настоящее время приборы этого типа в значительной степени вытеснены другими. В основном их сейчас применяют лишь в качестве вентилях в миллиметровом диапазоне волн и в качестве модуляторов — в сантиметровом диапазоне.

Широко распространены резонансные вентили, построенные на основе явления поглощения энергии при гироманнитном резонансе.

Фазовращатели могут быть созданы на основе различных явлений. Во взаимных фазовращателях используют сдвиг фазы, связанный с изменением действительной части магнитной проницаемости μ'_+ от подмагничивающего поля в области полей, еще далеких от резонанса. Принцип работы невзаимных фазовращателей основан на явлении неравенства μ'_+ и μ'_- . При одной и той же абсолютной величине подмагничивающего поля, но при разном его направлении относительно распространяющейся волны сдвиг фазы, вносимый ферритом, различен. Разность фаз дает невзаимный сдвиг, который положен в основу работы классических циркуляторов.

В радиолокационной технике (например, при создании антенн) широко применяют фазовращатели, у которых изменение компонентов тензора магнитной проницаемости достигается путем воздействия на феррит слабого, не насыщающего феррит магнитного поля. В таких фазовращателях изменение фазы возможно при высоких скоростях переключения.

Проблемы миниатюризации ферритовых устройств СВЧ успешно решают путем создания так называемых Х (четырёхплечных)- и Y (трехплечных)-циркуляторов, работающих в широком диапазоне частот (от миллиметрового до метрового диапазона волн) *. Х- и Y-циркуляторы могут работать как в дорезонансных, так и в зарезонансных полях, где значения мнимых составляющих тензора магнит-

* Название Х- и Y-циркуляторы принято по формальной аналогии формы волноводного узла циркулятора с этими буквами.

ной проницаемости малы, а действительные части принимают определенные значения, обеспечивающие соответствующую циркуляцию энергии между каналами циркулятора.

В особую группу ферритовых устройств СВЧ следует выделить нелинейные устройства.

При повышении мощности СВЧ только в некоторой области малых значений амплитуды переменного поля свойства феррита не зависят от уровня мощности. При значительных величинах амплитуды этого поля (выше так называемого порогового поля) свойства феррита являются нелинейными функциями поля.

Нелинейные явления в ферритах используют в таких устройствах, как генераторы, ограничители мощности СВЧ и ферритовые усилители, направленные ответвители, настраиваемые резонаторы.

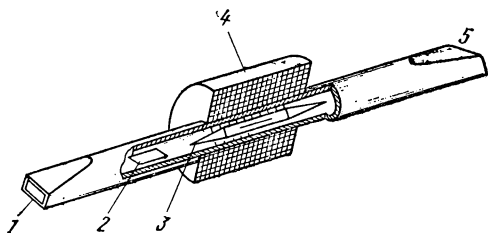
С точки зрения взаимной ориентации внешнего намагничивающего поля и направления распространения электромагнитной энергии ферритовые устройства делятся на устройства с продольным и с поперечным полями.

Познакомимся с технической реализацией изложенных общих принципов создания ферритовых устройств СВЧ.

Рассмотрим круглый волновод с аксиально намагниченным и расположенным по его оси цилиндрическим ферритовым стержнем. Предполагается, что ферритовый стержень незначительно искажает структуру поля в волноводе, поэтому исходная линейная волна может быть разложена на две волны круговой поляризации, имеющие противоположное направление вращения. Таким образом, феррит намагничивается постоянным полем перпендикулярно плоскости круговой поляризации переменного поля. Следовательно, обе волны будут распространяться с различными скоростями, вследствие чего результирующая линейная волна на выходе из феррита будет поляризована под некоторым углом к первоначальному направлению (эффект Фарадея). Величина угла поворота зависит от длины феррита и эффективных диэлектрической и магнитной проницаемости среды, а направление этого поворота определяется только направлением приложенного поля H и не зависит от того, распространяется ли электромагнитная волна в направлении магнитного поля или в противоположном направлении.

На рис. 4.35 дана схема вентиля, основанного на использовании эффекта Фарадея. Вертикально линейно поляризованная волна на входе волновода 1, пройдя участок с ферритом 3, окажется повернутой на некоторый угол (например, равный 45°), и если выход волновода 5 соответствует такой поляризации, то волна беспрепятственно выйдет из устройства. Волна же, распространяющаяся в обратном направлении, повернется на тот же угол 45° в том же направлении и, пройдя участок с ферритом, окажется повернутой на 90° относительно своего первоначального положения и ориентации входного волновода. В таком случае поляризация волны и волновода не соответствуют друг другу, и энергия не может распространяться в вол-

Рис. 4.35. Схематическое устройство вентиля, основанного на использовании эффекта Фарадея



новоде. Электромагнитная волна будет поглощаться поглотительной пластиной 2, и вход 1 окажется изолированным для этого направления распространения энергии. Катушка 4 электромагнита служит для создания постоянного поля, подмагничивающего феррит.

Рассмотренное устройство относится к ферритовым устройствам с продольным полем.

Широкое применение имеют ферритовые устройства с поперечным полем, выполняемые, как правило, на прямоугольных волноводах. Простейшими из них являются резонансный вентиль и невзаимный фазовращатель.

Резонансный вентиль представляет собой прямоугольный волновод с соответственно установленной ферритовой пластиной (рис. 4.36). Магнитное поле с целью получения гиromaгнитного резонанса регулируется. В этом случае для одного (обратного) направления поля СВЧ, совпадающего с направлением спинов, будет иметь место большое поглощение, для противоположного (прямого) — малое. Такие вентили обладают большой добротностью, определяемой как отношение потерь энергии в обоих направлениях $B = \beta_{\text{обр}}/\beta_{\text{пр}}$, которое достигает величины порядка сотен.

Невзаимный фазовращатель также основан на различии магнитной проницаемости для двух направлений вращения круговой поляризации или направлений распространения. Это различие обуславливает соответственно увеличение и уменьшение фазовых постоянных для двух противоположных направлений распространения. Разница по фазе, или так называемый дифференциальный (невзаимный) фазовый сдвиг, пропорциональна длине участка с ферритом.

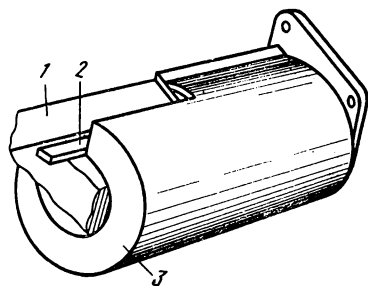


Рис. 4.36. Схематическое устройство вентиля, основанного на использовании эффекта резонансного поглощения:

1 — волновод; 2 — ферритовая пластина; 3 — постоянный магнит

Фазовращатель характеризуется таким параметром, как добротность, равным отношению фазового сдвига к вносимым потерям: $\Theta = \Delta\varphi/\beta$ град/дБ. Хорошие фазовращатели имеют добротность $\Theta = 500\text{—}800$ град/дБ. Величина вносимого дифференциального сдвига зависит от параметров феррита, внешнего магнитного поля и параметров волногидной системы. Используя невзаимные фазовращатели, обеспечивающие сдвиг фазы на 180° , можно сконструировать, как и в случае фарадеевского вращателя, циркулятор на прямоугольном волноводе. Эти циркуляторы нашли значительное распространение в милли-, санти- и дециметровом диапазоне длин волн в трактах с повышенными и высокими уровнями мощности СВЧ, так как конструкция такого типа циркулятора обеспечивает хороший отвод тепла (пластина крепится непосредственно на стенку волновода).

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Основные государственные стандарты на магнитные материалы и методы их испытаний

- ГОСТ 802—58. Сталь электротехническая тонколистовая.
- ГОСТ 3836—47. Сталь низкоуглеродистая электротехническая тонколистовая.
- ГОСТ 4402—48. Магниты литые постоянные (для авиационных магнето).
- ГОСТ 6862—54. Сталь сортовая для постоянных магнитов.
- ГОСТ 8763—58. Кольца из альсифера.
- ГОСТ 9575—60. Магниты литые постоянные.
- ГОСТ 9925—61. Лента холоднокатаная рулонная из электротехнической стали.
- ГОСТ 10160—62. Сплавы железоникелевые с высокой магнитной проницаемостью.
- ГОСТ 10983—64. Сердечники карбонильные броневые радиотехнические.
- ГОСТ 10994—74. Сплавы прецизионные. Марки.
- ГОСТ 11082—64. Сердечники ферритовые для антенн радиовещательных приемников.
- ГОСТ 12119—66. Сталь электротехническая. Методы определения магнитных и электрических свойств.
- ГОСТ 12635—67. Материалы магнитномягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 10 кГц до 1 МГц.
- ГОСТ 12636—67. Материалы магнитномягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 1 до 200 МГц.
- ГОСТ 12637—67. Материалы магнитномягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 200 до 2000 МГц.
- ГОСТ 13596—68. Магниты металлокерамические постоянные.
- ГОСТ 13601—68. Материалы магнитнотвердые литые. Методы определения статических магнитных характеристик образцов.
- ГОСТ 13610—68. Железо карбонильное радиотехническое.
- ГОСТ 14208—69. Сердечники кольцевые из марганеццинковых ферритов для устройств широкого применения.

ГОСТ 15058—69. Материалы магнитномягкие. Методы испытаний в постоянных полях.

ГОСТ 5.704—70. Сердечники карбонильные радиотехнические. Требования к качеству аттестованной продукции.

ГОСТ 16541—71. Сердечники кольцевые из магнитномягких ферритов. Ряды номинальных размеров.

ГОСТ 17141—71. Сердечники кольцевые из марганеццинковых ферритов термостабильных марок для устройств широкого применения.

ГОСТ 17809—72. Материалы магнитнотвердые литые. Марки и технические требования.

ГОСТ 18614—73. Сердечники Ш-образные из ферритов. Конструкция и размеры.

ГОСТ 18334—73. Материалы магнитномягкие. Методы испытаний в диапазоне частот 50 Гц — 10 кГц.

ГОСТ 19197—73. Сердечники броневые из ферритов. Конструкция и размеры.

ГОСТ 19693—74. Материалы магнитные. Термины и определения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Обозначение марок ферритов и магнитодиэлектриков

1. Обозначение марок ферритов состоит из трех индексов:

1) числа, означающего номинальную величину основного параметра марки (начальной магнитной проницаемости, коэрцитивной силы и пр.);

2) букв, означающих принадлежность марки к той или иной группе (магнитномягких, магнитотвердых и других материалов) и основной области применения (для слабых или сильных полей и т. п.);

3) чисел 1, 2 или 3, означающих различие марок по свойствам.

Обозначения по первым двум индексам:

Значение основного параметра марки	Назначение марки
Начальная магнитная проницаемость	НМ — магнитномягкие, низкочастотные (марганец-цинковые), для слабых полей НН — магнитномягкие, низкочастотные (никельцинковые), для слабых полей ВЧ — магнитномягкие, высокочастотные (никельцинковые, литийцинковые и др.), для слабых полей
Магнитная проницаемость	НМС — магнитномягкие, низкочастотные (марганеццинковые), для сильных полей ННС — магнитномягкие, низкочастотные (никельцинковые), для сильных полей ВЧС — магнитномягкие, высокочастотные (никельцинковые), для сильных полей
Импульсная магнитная проницаемость	НМИ — магнитномягкие, низкочастотные (марганеццинковые), импульсные ННИ — магнитномягкие, низкочастотные (никельцинковые), импульсные ВЧИ — магнитномягкие, высокочастотные (никельцинковые, литийцинковые и др.), импульсные
Среднее значение длины волны, см	СЧ — сверхвысокочастотные
Коэрцитивная сила, Э	ВТ — с прямоугольной петлей
Энергетическое произведение $(BH)_{\max}$, Гс·Э (без множителя 10^6)	БИ — магнитотвердые (бариевые) изотропные БА — магнитотвердые (бариевые) анизотропные Э — магнитотвердые (бариевые) эластичные К — магнитотвердые (кобальтовые)
Износостойкость (твердость)	НТ; МТ — для сердечников магнитных головок

Значение основного параметра марки	Назначение марки
Коэффициент магнитомеханической связи, %	СК — магнитострикционные (для крутильных колебаний) СП — магнитострикционные (для продольных колебаний)
Среднее значение ширины линии гироманитного резонанса $2\Delta H$, Э*	КШ — монокристаллы со структурой шпинели КМ — монокристаллы со структурой магнетоплумбита и близкой к ней КГ — монокристаллы со структурой граната

* Третий индекс в материалах этой группы означает намагниченность насыщения при нормальной температуре (в сотнях Гс).

II. Обозначение марок магнитодиэлектриков состоит из двух или трех индексов в соответствии со следующей таблицей:

1-й индекс — назначение	2-й индекс — значение основного параметра	3-й индекс — область применения
-------------------------	---	---------------------------------

Магнитодиэлектрики на основе карбонильного железа

Р — железо карбонильное для радиоаппаратуры	Рабочий диапазон частот, МГц
Пс — железо карбонильное для аппаратуры проводной связи	

Магнитодиэлектрики на основе альсифера

ТЧ — тональная частота	Начальная магнитная проницаемость	П — для аппаратуры проводной связи
ТЧК — тональная частота с компенсированным ТКμ		Р — для радиоаппаратуры
ВЧ — высокая частота		
ВЧК — высокая частота с компенсированным ТКμ		

Магнитодиэлектрики на основе молибденового пермаллоя

П — пермаллой молибденовый для магнитодиэлектриков	Начальная магнитная проницаемость
--	-----------------------------------

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория магнетизма

Основная

1.1. Боровик Е. С., Мильнер А. С. Лекции по магнетизму. Изд. Харьковского университета, 1966.

1.2. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., «Наука», 1971.

Дополнительная

1.3. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах. М., Госэнергоиздат, 1936.

1.4. Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., «Наука», 1965.

1.5. Боровик Е. С., Мильнер А. С., Еременко В. В. Лекции по магнетизму. Изд. Харьковского университета, 1972.

1.6. Вонсовский С. В. Магнетизм микрочастиц. М., «Наука», 1973.

1.7. Магнитные свойства металлов и сплавов. Сб. докладов. Пер. с англ. Под ред. Вонсовского С. В., М., ИЛ, 1961.

1.8. Физика ферромагнитных областей. Сб. статей. Пер. с англ. и фр. Под ред. Вонсовского С. В. М., ИЛ, 1951.

1.9. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. М., Гостехиздат, 1948.

1.10. Корольков Н. В., Марышева Г. И. Логические элементы ЦВМ на тонких ферромагнитных пленках. М., «Энергия», 1971.

1.11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Sow. Phys., 8, 153, 1935.

1.12. Матвеев А. Н. Квантовая механика и строение атома. М., «Высшая школа», 1965.

- 1.13. По л и в а н о в К. М. Ферромагнетики. М., Госэнергиздат, 1957.
- 1.14. Проблемы магнетизма. Сб. статей. М., «Наука», 1972.
- 1.15. С у х у Р. Магнитные тонкие пленки. М., «Мир», 1967.
- 1.16. Ф р е н к е л ь Я. И., Д о р ф м а н Я. Г. Nature, 126, 274, 1930.

2. Магнитные материалы

О с н о в н а я

- 2.1. Б о з о р т Р. Ферромагнетизм. М., ИЛ, 1956.
- 2.2. Материалы в приборостроении и автоматике. Справочник. Под ред. П я т и н а Ю. М. М., «Машиностроение», 1969.
- 2.3. Р е й н б о т Г. Магнитные материалы и их применение. Пер. с нем. Под ред. Преображенского А. А. Л., «Энергия», 1974.¹

Д о п о л н и т е л ь н а я

Магнитномягкие материалы

- 2.4. Д р у ж и н и н В. В. Магнитные свойства электротехнической стали. М., «Энергия», 1974.
- 2.5. Ж е т в и н Н. П. и др. Технически чистое железо. М., Metallurgizdat, 1962.
- 2.6. П р е о б р а ж е н с к и й А. А., Ш и п ч и н с к а я М. Н. О влиянии механических воздействий на магнитные свойства ленточных сердечников. «Известия вузов», раздел «Приборостроение», № 12, 1967.
- 2.7. Прецизионные сплавы. Справочник. М., «Металлургия», 1974.

Магнитнотвердые материалы

- 2.8. Д о в г а л е в с к и й Я. М. Литые магниты из сплавов магнито. М., «Машиностроение», 1964.
- 2.9. Л и в ш и ц Б. Г., Л ь в о в В. С. Высококоэрцитивные сплавы на железоникельалюминиевой основе. М., Metallurgizdat, 1960.
- 2.10. М а з о Я. А. Магнитная лента. М., «Энергия», 1968.
- 2.11. М е л ь н и к о в Ю. А. Постоянные магниты электровакуумных СВЧ приборов. М., «Советское радио», 1967.
- 2.12. Постоянные магниты. Справочник. Под ред. Ю. М. П я т и н а. М., «Энергия», 1971.
- 2.13. П р е о б р а ж е н с к и й А. А., К а в а л е р о в а Л. А. Стабильность постоянных магнитов. «Энциклопедия измерений, контроля, автоматизации». М., «Энергия», № 14, 1970.
- 2.14. П р е о б р а ж е н с к и й А. А. Материалы для постоянных магнитов. «Энциклопедия измерений, контроля, автоматизации». М., «Энергия», № 12, 1969.
- 2.15. П р е о б р а ж е н с к и й А. А. Намагничивание и размагничивание постоянных магнитов. «Энциклопедия измерений, контроля, автоматизации». М., «Энергия», № 14, 1970.

2.16. Преображенский А. А., Работнов Р. Д. Малогабаритная установка для импульсного намагничивания постоянных магнитов. «Известия вузов», раздел «Приборостроение», № 6, 1964.

Ферриты и магнитодиэлектрики

2.17. Ферриты и магнитодиэлектрики. Справочник. Под ред. Горбунова Н. Д. и Матвеева Г. А. М., «Советское радио», 1968.

2.18. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз., 1960.

2.19. Злобин В. А., Муромкина Т. С., Поспелов П. В. Изделия из ферритов и магнитодиэлектриков. Справочник. М., «Советское радио» 1972.

2.20. Рабкин Л. И. Высокочастотные ферромагнетики. М., Физматгиз, 1960.

2.21. Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш. Ферриты. Л., «Энергия», 1968.

2.22. Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш. Технология ферритов. М., Л., Госэнергоиздат, 1962.

2.23. Смит Я., Вейн Х., Ферриты. М., ИЛ, 1962.

2.24. Шольц Н. Н., Пискарев К. А. Ферриты для радиочастот. М., «Энергия», 1966.

3. Испытания магнитных материалов

3.1. Кифер И. И. Испытания ферромагнитных материалов. М., Госэнергоиздат, 1962.

3.2. Преображенский А. А., Бишард Е. Г. Устройство для контроля остаточной магнитной индукции. «Известия вузов», раздел «Приборостроение», № 12, 1969.

3.3. Февралева Н. Е. Магнитотвердые материалы и постоянные магниты. Определение характеристик. Киев, «Наукова думка», 1969.

3.4. Электрические измерения. Под ред. Фремке А. В. Л., «Энергия», 1973.

3.5. Чернышев Е. Т., Чечурина Е. Н., Чернышева Н. Г., Студенцов Н. В. Магнитные измерения. М., Стандартгиз, 1969.

3.6. Чечерников В. И. Магнитные измерения. Изд. МГУ, 1969.

3.7. Чечурина Е. Н. Приборы для измерения магнитных величин. М., «Энергия», 1969.

4. Магнитные элементы

Элементы автоматики и вычислительной техники

4.1. Аранович Б. И., Шамрай Б. В. Электромагнитные устройства автоматики. М., Л., «Энергия», 1965.

4.2. Балашов Е. П. Проектирование магнитных элементов и устройств электронных вычислительных машин. М., «Высшая школа», 1966.

4.3. Боярченков М. А., Черкашина А. Г. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., «Высшая школа», 1976.

4.4. Дроботов Ю. В. Ферритовые платы для запоминающих устройств. М., «Энергия», 1969.

4.5. Крайзмер П. П. Быстродействующие ферромагнитные запоминающие устройства. М., «Энергия», 1964.

4.6. Миловзоров В. П. Электромагнитные устройства автоматики. М., «Высшая школа», 1974.

4.7. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., «Наука», 1974.

4.8. Шлядин В. М. Элементы автоматики и счетно-решающие устройства. М., «Машиностроение», 1967.

Системы с постоянными магнитами

4.9. Арнольд Р. Р. Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами. М., «Энергия», 1969.

4.10. Преображенский А. А., Бишард Е. Г., Ирецкая М. Н. Применение метода А. М. Сенкевича для расчета систем с постоянными магнитами с последовательно включенными термозависимыми элементами. «Известия вузов», раздел «Приборостроение», № 3, 1968.

Ферритовые устройства СВЧ

4.11. Боголюбов В. Н., Ескин А. В., Карбовский С. Б. Управляемые ферритовые устройства СВЧ. М., «Советское радио», 1972.

4.12. Карбовский С. Б., Шахгеданов В. Н. Ферритовые циркуляторы и вентили. М., «Советское радио», 1970.

4.13. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферритмагнетики. М., «Мир», 1965.

ОБОЗНАЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ ВЕЛИЧИН, ПРИНЯТЫЕ В КНИГЕ

Латинские буквы

- B — индукция магнитная
 B_i — индукция, внутренняя магнитная
 B_s — индукция при техническом насыщении, магнитная
 B_r — индукция, остаточная магнитная
 e — заряд электрический
 f — частота
 F — сила, намагничивающая (механическая)
 H — напряженность магнитного поля
 H_c — коэрцитивная сила по магнитной индукции
 H_c — коэрцитивная сила по намагниченности
 H_0 — напряженность магнитного поля подмагничивания, динамическое пороговое поле
 H_e — напряженность внешнего магнитного поля
 H_i — напряженность внутреннего магнитного поля
 H_∞ — напряженность размагничивающего поля
 $H_{ст}$ — напряженность магнитного поля старта (трогания)
 H_ϕ — напряженность магнитного поля финиша
 I — намагниченность (интенсивность намагничивания) *
 K — константа кристаллографической магнитной анизотропии
 k_m — магнитная восприимчивость
 \bar{N} — коэффициент размагничивания по магнитной индукции
 $P(p)$ — потери на перемагничивание полные (удельные)
 $P_v(p_v)$ — потери на вихревые токи (удельные)
 $P_r(p_r)$ — потери на гистерезис (удельные)
 $P_d(p_d)$ — потери дополнительные (удельные)
 S_w — коэффициент переключения
 T — период колебания; температура, К
 $TK\mu$ — температурный коэффициент магнитной проницаемости (остаточной индукции и др.)
 t — время; температура, °С
 V — объем
 v — линейная скорость
 W — удельная (объемная) энергия магнитнотвердого материала
 w — число витков

Греческие буквы

- α — коэффициент прямоугольности петли гистерезиса
 α_μ — относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости
 γ — плотность; коэффициент выпуклости размагничивающего участка петли гистерезиса; гиромагнитное отношение
 δ — угол магнитных потерь

* Сохраняется смысл индексов, применяемых с B и H ; например, I_s — намагниченность при техническом насыщении.

δ_v — коэффициент потерь на вихревые токи
 δ_r — коэффициент потерь на гистерезис
 δ_d — коэффициент дополнительных потерь
 ϵ_0 — постоянная электрическая
 θ — температура (точка) Кюри
 λ — коэффициент линейной магнитострикции
 μ — проницаемость магнитная относительная
 μ_{\sim} — проницаемость магнитная амплитудная относительная
 $\tilde{\mu}$ — проницаемость магнитная комплексная относительная
 μ' — проницаемость магнитная упругая относительная
 μ'' — проницаемость магнитная вязкая относительная (проницаемость потерь)
 $\mu_{\text{диф}}$ — проницаемость магнитная дифференциальная (относительная)
 $\mu_{\text{имп}}$ — проницаемость магнитная импульсная (относительная)
 $\mu_{\text{нач}}$ — проницаемость магнитная начальная (относительная)
 μ_{max} — проницаемость магнитная максимальная (относительная)
 μ_0 — постоянная магнитная
 μ_{∞} — проницаемость магнитная тела (относительная)
 μ_f — проницаемость магнитная формы (относительная)
 $\mu_{\text{обр}}$ — проницаемость магнитная обратимая (относительная)
 μ_{Δ} — коэффициент возврата, проницаемость магнитная на петле возврата (относительная)
 ρ — сопротивление удельное электрическое
 σ — механические напряжения
 τ — время переключения
 Φ — магнитный поток
 Ψ — потокосцепление

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Акулова—Биттера** фигуры 59
Альсифер 125
Альфенол 125
Антиферромагнетизм 85
- Баллистический** гальванометр 228
 — метод измерений 227
Бариевые магниты 186
Баркгаузена эффект 31, 58
Безгистерезисная (идеальная) кривая намагничивания 31
Биакс 297
Блоха граничные стенки 62
Бора магнетон 7
 — модель атома 6
- Ваттметровый** метод измерения потерь 238
Веберметр 228
Вейсса теория ферромагнетизма 40
Внутреннее поле 38
Водорода молекулы теория 45
Время перемагничивания 201
- Гидроокисей,** метод получения ферритов 132
Гиромагнитная аномалия 9
Гиромагнитное отношение 6
Гистерезис, обусловленный задержкой смещения границ 78
 — — необратимым процессом вращения 81
 — — ростом зародышей перемагничивания 84
Граничная частота 135
- Диамагнетизм** 19
Динамическая кривая намагничивания 35
Динамическое пороговое поле 202
Доменная структура 40
Дорфмана опыт 44
- Железо** армко 103
 — карбонильное 104
 — технически чистое 101
 — электролитическое 103
- Индукционный** метод измерений 230
- Калориметрический** метод измерения потерь 238
Квантовое число азимутальное 7
 — — главное 6
 — — магнитное 8
 — — орбитальное 11
 — — — магнитное 11
 — — радиальное 7
 — — спиновое 12
Константа магнитострикции 56
Коэрцитивная сила 33
Коэрцитиметр 244, 251
Коэффициент возврата 163
 — выпуклости 162
 — использования энергии материала магнита 313
 — квадратности 202
 — переключения 202
 — прямоугольности 200
 — размагничивания 38
Кривые намагничивания 30

Критерии ферромагнетизма 45
Критическая частота 135
Кубическая текстура 107
Кюри—Вейсса закон 22
Кюри закон 22
— точка (температура) 18

Ланде множитель 16

Магнитная нестабильность 164
— проницаемость абсолютная 34
— — амплитудная (полная) 37
— — вещества 39
— — динамическая 36
— — дифференциальная 34
— — импульсная 35
— — комплексная 37
— — максимальная 34
— — магнитодиэлектрика 149
— — начальная 34
— — относительная 34
— — потеря 37
— — тела 39
— — упругая 27
— — формы 39

Магнитномягкие материалы, классификация 96
— — общие требования 98

Магнитотвердые материалы, классификация 160
— — общие требования 162

Магнитное бесконтактное реле 280

Магнитный момент атома 15
— материал 95
— усилитель 273
— — двухтактный 275
— — одноктактный 275
— — с обратной связью 277, 278

Магнитодиэлектрики 148
— на основе альсифера 151
— — — карбонильного железа 155
— — — молибденового пермаллоя 156

Магнитометрический метод измерений 231

Магнитострикционные материалы 223

Магниты из микропорошков 190
— на основе феррита кобальта 189

Мартенситные стали 191

Материалы для магнитных лент 194
— с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ) 199

Металлокерамические магниты 183

Металлопластические магниты 184

Метод измерений, основанный на эффекте Холла 231
— — на основе ядерного магнитного резонанса 232

Миллера индексы 53

Момент количества движения электронной оболочки атома 14

Мостовой метод измерений 235

Намагничивание постоянных магнитов 168

Направленная кристаллизация 173

Направления легкого и трудного намагничивания кристаллов 54

Начальная (нулевая) кривая намагничивания 30

Нееля граничная стенка 68
— точка 18

Необратимое смещение границ доменов 72

Низкоуглеродистая электротехническая сталь 101

Обменная энергия 48

Образцы для испытаний 239

Обратимое смещение границ доменов 72

Обращенная шпинель 89

Ортоферриты 302

Основная кривая намагничивания 31

Остаточная индукция 32

Осциллографический метод измерений 237

Относительный тангенс угла потерь 135
— температурный коэффициент магнитной проницаемости 136

Парамагнетизм 22

Парапроцесс 72

Пермаллой 117
— высоконикелевые 118

Пермаллой низконикелевые 118
Пермеаметр 240, 246
Пермендюр 159
Петля возврата 33
— гистерезиса 31
Платы ферритовые многоотверстные (МФП) 293
Пластически деформируемые сплавы для постоянных магнитов 191
Пленки пермаллоевые 299
Потери дополнительные 35
— на вихревые токи 35
— — гистерезис 33
— — перемагничивание полные 35
Пространственное квантование 8
Процесс вращения 72
Прямая шпинель 89

Размагничивание постоянных магнитов 170

Размагничивающее поле 38

Размагничивающий участок петли гистерезиса 33

Рёбровая текстура 106

Резерфорда модель атома 5

Резонансный метод измерений 236

Самопроизвольная (спонтанная) намагниченность 18

Сердечники для устройств вычислительной техники 284

Сложные магнитопроводы (СМАГи) 284

Смещения окислов, метод получения ферритов 129

Сплавы дисперсионного твердения 171

— на основе благородных металлов для постоянных магнитов 192

— — — редкоземельных элементов для постоянных магнитов 195

Стабильность постоянных магнитов 163

Структура электронных оболочек 13

Структурная нестабильность 163

Тангенс угла потерь 135

Твистор 298

Температурный коэффициент магнитной проницаемости 136

Терменол 125

Термического разложения солей, метод получения ферритов 131

Термомагнитная обработка 173

Термомагнитные материалы 220

Тонкие магнитные пленки 67

Точка компенсации 87

Трансфлюксор 295

Удельная энергия магнитотвердого материала 162

Устройства с магнитной записью 309

Ферримагнетизм 85

Ферриты 86

— для устройств СВЧ 211

Цилиндрические магнитные домены (ЦМД), физика образования 69

ЦМД, считывание информации 307

— управление 305

— устройства 301

Ширина линии гироманитного резонанса 214

Шпинель, кристаллическая структура 88

Штерна и Герлаха опыт 9

Эйнштейна и де Гааза опыт 8

Эластичные магниты 193

Электродинамический метод измерений 231

Электромагнитный стабилизатор напряжения 282

Электротехнические стали малотекстурованные 107

— — холоднокатанные 105

Энергетическое произведение 162

Энергия кристаллографической анизотропии 53

— магнитная 57

— магнитоупругая 57

— магнитостатическая 57

— магнитострикционной деформации 55

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Г л а в а п е р в а я. Теория магнетизма	5
§ 1.1. Магнитные свойства электрона и электронной оболочки атома . .	5
§ 1.2. Диамагнетизм	19
§ 1.3. Парамагнетизм	22
§ 1.4. Общие сведения о ферромагнетизме	29
§ 1.5. Теория ферромагнетизма Вейсса	40
§ 1.6. Квантовая теория самопроизвольной намагниченности	45
§ 1.7. Основные виды взаимодействий в ферромагнитном кристалле и условия устойчивого состояния ферромагнетика	52
§ 1.8. Доменная структура	58
§ 1.9. Теория кривой намагничивания и петли гистерезиса	72
§ 1.10. Антиферромагнетизм и ферримагнетизм	85
§ 1.11. Редкоземельные ферро-, ферри- и антиферромагнетики	92
Г л а в а в т о р а я. Магнитные материалы	95
§ 2.1. Общая классификация	95
<i>Магнитномягкие материалы</i>	96
§ 2.2. Классификация	96
§ 2.3. Общие требования, предъявляемые к материалам	98
§ 2.4. Технически чистое железо	101
§ 2.5. Электротехнические стали	104
§ 2.6. Пермаллои	117
§ 2.7. Некоторые технологические вопросы, связанные с применением электротехнических сталей и пермаллоев	126
§ 2.8. Технология производства ферритов	129
§ 2.9. Свойства магнитномягких ферритов	134
§ 2.10. Магнитодиэлектрики	148
§ 2.11. Прочие материалы	158
<i>Магнитотвердые материалы</i>	160
§ 2.12. Классификация и предъявляемые к материалам требования . .	160
§ 2.13. Стабильность постоянных магнитов	163
§ 2.14. Намагничивание и размагничивание постоянных магнитов . . .	168
§ 2.15. Сплавы на основе Fe-Ni-Al	171
§ 2.16. Магниты из порошков	182
§ 2.17. Прочие материалы для постоянных магнитов	190
<i>Магнитные материалы специального назначения</i>	199
§ 2.18. Материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ)	199
§ 2.19. Ферриты для устройств СВЧ	211
§ 2.20. Прочие материалы	220
Г л а в а т р е т ь я. Испытания магнитных материалов	227
§ 3.1. Общие вопросы магнитных измерений	227
§ 3.2. Испытания магнитномягких материалов в постоянных магнит- ных полях	240

§ 3.3. Испытания магнитотвердых материалов	246
§ 3.4. Испытания в полях промышленной частоты	252
§ 3.5. Испытания при повышенных и высоких частотах	257
§ 3.6. Испытания материалов с ППГ	267
Г л а в а ч е т в е р т а я . Магнитные элементы	273
§ 4.1. Некоторые элементы автоматики	273
§ 4.2. Элементы вычислительной техники	284
§ 4.3. Системы с постоянными магнитами	312
§ 4.4. Ферритовые устройства СВЧ	316
Приложения	321
Литература	325
Обозначения основных величин, принятые в книге	329
Алфавитный указатель	331

Алексей Алексеевич Преображенский
МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Редактор Л. А. Романова. Художественный редактор Т. М. Скворцова.
Художник А. С. Александров. Технические редакторы Т. Д. Гарина,
Л. А. Григорчук. Корректор Р. К. Косинова.

Т-22117. Сдано в набор 28/VIII-75 г. Подп. к печати 23/XII-75 г. Формат 60×90¹/₁₆.
Бум. тип. № 1. Объем 21 печ. л. (21 усл. печ. л.). 20,98 уч.-изд. л. Изд. № ЭР-205.
Тираж 19 000 экз. Цена 98 коп. План выпуска литературы издательства «Высшая
школа» (вузы и техникумы) на 1976 г. Позиция № 126. Москва, К-51, Неглинная,
д. 29/14. Издательство «Высшая школа». Заказ 166.

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградское производственно-техниче-
ское объединение «Печатный Двор» имени А. М. Горького Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств,
полиграфии и книжной торговли. 197136, Ленинград, П-136, Гатчинская ул., 26.

951

