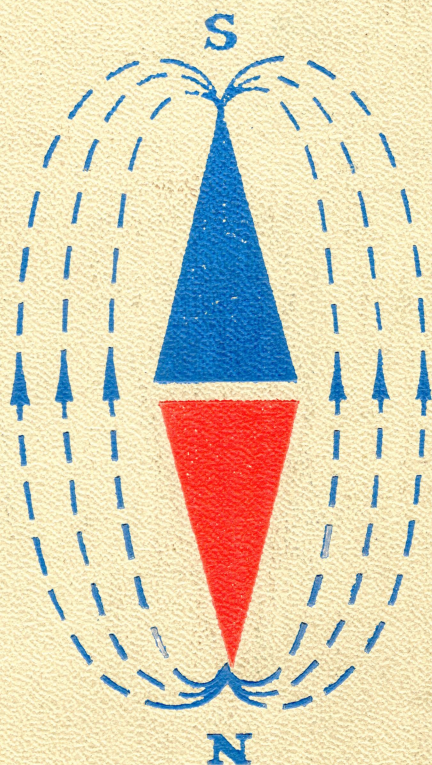


А. А. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

ТЕОРИЯ
МАГНЕТИЗМА,
МАГНИТНЫЕ
МАТЕРИАЛЫ
И ЭЛЕМЕНТЫ



А. А. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

ТЕОРИЯ МАГНЕТИЗМА, МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

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



ИЗДАТЕЛЬСТВО «ВЫСШАЯ ШКОЛА»
МОСКВА — 1972

Преображенский А. А.

П 72 Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы. Учебник для специальности «Полупроводники и диэлектрики» вузов. М., «Высш. школа», 1972.

288 с. с илл.

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.

3-3-12

537

103-72

РЕЦЕНЗЕНТЫ:

Кафедра теоретических основ электротехники Московского энергетического института

Профессор кафедры «Электротехнические материалы и кабели» Московского энергетического института доктор технических наук Медведев С. А.

АЛЕКСЕЙ АЛЕКСЕЕВИЧ ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

ТЕОРИЯ МАГНЕТИЗМА, МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Редактор Л. А. Романова
Переплет художника Б. Г. Дударева
Художественный редактор Т. М. Скворцова
Технический редактор Н. В. Яшукова
Корректор Г. И. Кострикова

Т-08917. Сдано в набор 22/XII—71 г. Подп. к печати 15/V—72 г.
Формат 60×90/16. Объем 18 печ. л. Уч.-изд. л. 17,98. Изд. № ЭР—108.
Тираж 17 000 экз. Зак. № 268 З. Цена 87 коп.

План выпуска литературы для вузов и техникумов
изд-ва „Высшая школа“ на 1972 г. Позиция № 103

Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14,
Издательство „Высшая школа“

Ордена Трудового Красного Знамени
Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова
Главполиграфпрома Комитета по печати
при Совете Министров СССР
Москва, М-54, Валуевская, 28

ПРЕДИСЛОВИЕ

Интенсивное развитие магнитной техники в настоящее время объясняется большими достоинствами магнитных элементов, которые отличаются прежде всего высокой надежностью, что очень важно для современных сложных систем автоматики, вычислительной и информационно-измерительной техники, радиоэлектронных и других устройств. Магнитные элементы обеспечивают также быстродействие, взрывобезопасность, имеют практически неограниченный срок службы, отвечают требованиям миниатюризации (магнитные пленки, слоистые ферриты, интегральные схемы и т. п.).

В области технической кибернетики магнитные элементы в значительной степени вытеснили ламповые и релейно-контактные устройства. Широкое применение нашли магнитно-полупроводниковые элементы (феррит-транзисторные, феррит-диодные и т. п.).

Использование новых магнитных материалов позволило не только улучшить эксплуатационные параметры существовавших типов устройств, но и решить принципиально новые задачи. Например, возможность применения ферритов в области СВЧ-диапазона привело к созданию нового класса приборов — вентилях, переключателей, фазовращателей, циркуляторов и др.

Повышение значения магнитной техники потребовало улучшения подготовки специалистов в этом направлении. Однако теория магнетизма, магнитные материалы и их испытания в технических вузах почти не изучались, хотя народное хозяйство требовало специалистов, имеющих подготовку в этой области. В связи с этим в порядке научно-методических разработок в некоторых вузах с индивидуальными учебными планами были созданы учебные курсы по этим вопросам. Так, в Ленинградском ордена Ленина электротехническом институте имени В. И. Ульянова (Ленина) для студентов специальности 0604 «Полупроводники и диэлектрики» с 1955 г. читался курс «Магнитные материалы» *. В дальнейшем в учебные планы вузов страны по этой специальности был введен курс «Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы».

Содержание данного учебника соответствует типовой программе указанного курса УМУ-I-6/302, утвержденной Учебно-методическим управлением по вузам МВ и ССО СССР.

* Преображенский А. А. Магнитные материалы. Изд-во «Высшая школа», 1965.

Книга состоит из четырех глав. В гл. 1 «Теория магнетизма» изложены вопросы, необходимые для понимания основных положений, объясняющих природу магнитных свойств вещества. В гл. 2 «Магнитные материалы» значительное внимание уделено классификации, требованиям, предъявляемым к различным группам материалов, и описанию их свойств. Кроме того, приведен справочный материал, который можно использовать студентам при курсовом и дипломном проектировании. Гл. 3 «Испытания магнитных материалов» знакомит с методами приемно-сдаточных и производственных испытаний основных групп магнитных материалов. В гл. 4 «Магнитные элементы» рассмотрены основные принципы использования магнитных элементов в различных областях техники.

В книге применена в основном СИ. В случаях использования системы СГСМ или внесистемных единиц сделаны специальные оговорки.

В работе над книгой автору оказали помощь канд. техн. наук С. Г. Абаренкова, написавшая § 2.19 и 3.7, и канд. техн. наук С. А. Живулин, написавший § 4.2.

В процессе работы автор обсуждал многие вопросы со своими товарищами по работе и с коллегами из других учреждений, занимающимися магнитной техникой. Всем помогавшим товарищам автор глубоко благодарен.

За ценные советы и критические замечания автор благодарит рецензентов — проф. К. М. Поливанова, проф. С. А. Медведева, доц. Я. Н. Колли и доц. А. Л. Фрумкина.

Особую признательность автор выражает проф. В. В. Пасынкову, проявившему большое внимание к настоящей работе.

Замечания и пожелания по книге просьба высылать по адресу: Москва, К-51, Неглинная, 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 элементарных частиц, а также атомов в целом;

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

§ 1.1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОНА И ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМА

Изучение магнитных свойств элементарных частиц показывает, что в основном магнитные свойства атома определяются магнитными свойствами электронов. Магнетизм других частиц очень мал * или эти частицы являются более редкими. 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 орбитальный магнитный момент μ_l , определяемый следующим образом:

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

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.

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

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 гиромагнитным 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.

Гиромагнитное 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 целым 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·сек;

n — главное квантовое число, равное 1, 2, 3, ... ;

v — линейная скорость.

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.

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

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

Бор рассматривал движение электрона по круговым орбитам, что соответствует системам с одной степенью свободы (с одной периодически меняющейся координатой — углом поворота φ радиуса-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:

$$\oint p_i dq_i = n_i h, \quad (1.6)$$

где q_i — периодически меняющаяся координата;

p_i — соответствующий импульс;

n_i — 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*, 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.

* См., например, [1.13], стр. 61.

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

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

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.

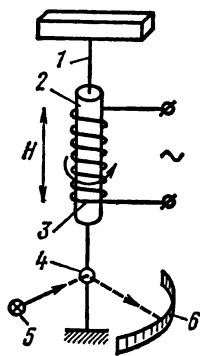


Рис. 1.1. Схема опыта Эйнштейна и де Гааза

Магнетомеханические (гиромангнитные) опыты Эйнштейна и де Гааза, впервые осуществленные в 1915 г., установили связь между механическим и магнитным моментами атома (рис. 1.1). На тонкой кварцевой (безмоментной) 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 (коммутации 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 называли гиромагнитной аномалией.

Данные, полученные Эйнштейном и де Гаазом, совпадали с расчетными, основанными на эффекте Барнетта, открытом 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 печи 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 след 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 частицу, обладающую магнитным моментом μ , направленным под углом θ к направлению градиента поля по оси z , действует сила

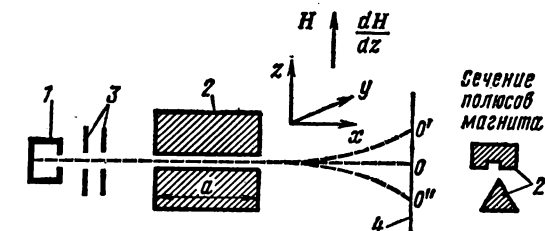


Рис. 1.2. Схема опыта Штерна и Герлаха

должно быть неоднородным, что достигается специальной формой полюсных наконечников. В этом случае на частицу, обладающую магнитным моментом μ , направленным под углом θ к направлению градиента поля по оси z , действует сила

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

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

$$z_0 = \frac{\mu}{2m} \left(\frac{dB}{dz} \right)_{cp} t^2 \cos \theta, \quad (1.13)$$

где m — масса частицы;

t — время пролета через поле на участке a .

* Опыт Эйнштейна и де Гааза подобен в этом отношении известным опытам скамьей Жуковского.

** 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,

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 образуют 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 O' и O'' (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).

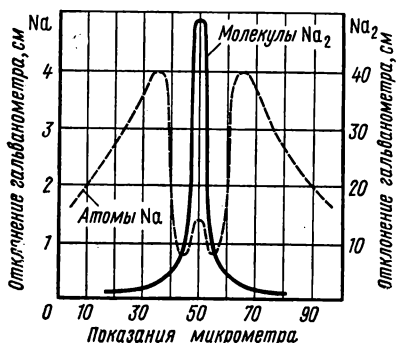


Рис. 1.3. Фотомикрограмма «осадка» для атомов и молекул натрия

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

Модель Бора не объясняет результаты рассмотренного опыта. Известно, что атомы водорода, серебра, щелочных металлов и других элементов первой группы не обладают орбитальными механическим и магнитным моментами *. Следовательно, для таких атомов вообще не должно наблюдаться отклонение в магнитном поле. Кроме того, по правилу пространственного квантования, если бы даже $n_z=1$, 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

* См. далее.

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)]:

$$p_{\varphi} \rightarrow p_l^* = \sqrt{l(l+1)} \hbar; \quad (1.14)$$

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 — введено понятие 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 моментом. Это свойство электрона называли спином**, а квантовое число, характеризующее собственный момент количества движения электрона, обозначили буквой s .

В 1928 г. создатель релятивистской квантовой теории П. Дирак показал, что наличие спина и его свойства получают автоматически из выводов теории.

В соответствии с общими положениями квантовой механики собственный механический момент p_s выражается [см. формулу (1.14)] через спиновое квантовое число s :

$$p_s^* = \sqrt{s(s+1)} \hbar. \quad (1.17)$$

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.

* Абсолютная величина момента.

** То spin — вращаться (англ.); такое название было дано потому, что согласно классической физике спиновые свойства электрона можно было объяснить вращением его вокруг своей оси. Спин свойственен всем элементарным частицам.

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. спинное 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 (для элементов первой группы) оказалась равной магнетону Бора. Это значит, что в соответствии с (1.16)

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

где $m_s = \pm \frac{1}{2}$,

и

$$\mu_s = 2\sqrt{s(s+1)}\mu_B. \quad (1.20)$$

На основе формул (1.17) и (1.20) можно записать выражение для гиромагнитного отношения

$$\gamma_s = \frac{\mu_s}{p_s} = \frac{2\sqrt{s(s+1)}\mu_B}{\sqrt{s(s+1)}\hbar} = \frac{2\mu_B}{\hbar}. \quad (1.21)$$

Учтя, что $\mu_B = \hbar e/2m$, получаем

$$\gamma_s = \frac{e}{m} \quad (1.22)$$

или в единицах $e/2m$

$$g_s = 2. \quad (1.23)$$

Это объясняет гиромагнитную аномалию, наблюдаемую в опыте Эйнштейна — де Гааза.

В данном опыте (а также другими методами) получены следующие гиромагнитные 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 спинные моменты (g ближе к двум, чем к единице), хотя некоторое влияние оказывают и орбитальные моменты (g меньше двух).

Структура электронных оболочек

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. Причем в первом слое (оболочке) электронов может быть всего 2, во втором 8, в третьем 18, в четвертом 32 и т. д., что и имеет место в действительности. 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 слое равно $2n^2$, где n — порядковый номер слоя.

В слоях различают подслои: первый s , второй p , третий d , четвертый f , пятый g . Число электронов в подслое ограничено. Оно не может превышать в $s=2$, в $p=6$, в $d=10$, в $f=14$; в $g=18$. Номер слоя обозначают числом, подслоем — буквой. Например, $2s$ означает, что электрон принадлежит к первому подслою второго слоя. Распределение электронов в атоме указывают числом в виде степени у буквы, обозначающей подслои. Например; $1s^2$, $2s^2$, $2p^6$ — это атом, который содержит два электрона в первом подслое первого слоя *, два электрона в первом подслое второго слоя и шесть электронов во втором подслое второго слоя, 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.

ТАБЛИЦА 1.1

Распределение электронов в атоме при нормальной последовательности 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

* Первый слой имеет только подслои s .

Распределение электронов в слоях и подслоях при нормальной последовательности квантовых состояний приведено в табл. 1.1. Нормальный порядок заполнения не всегда имеет место, он нарушается в d -подслое третьего слоя. Элементы, имеющие не полностью заполненные d -состояния, называют переходными; 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 подслое $3d$ (6 электронов вместо 10 в соответствии с табл. 1.1) заполняется четвертый слой.

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 определение полного момента количества движения атома \mathbf{P}_J производится 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

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

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.

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 : $l_1 + l_2; l_1 + l_2 - 1; \dots; l_1 - l_2$; всего $2l_2 + 1$ значений.

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

$$\begin{aligned} & \frac{N}{2}; \frac{N}{2} - 1; \dots; 0 \quad \text{при четном } N, \\ & \frac{N}{2}; \frac{N}{2} - 1; \dots; \frac{1}{2} \quad \text{при нечетном } N. \end{aligned}$$

* Четвертый ферромагнитный элемент Gd имеет не полностью заполненный подслой $4f$.

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

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

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 $K_1|\mathbf{M}_S| = K_22|\mathbf{P}_S|$ 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 определяются только параллельными к \mathbf{P}_J составляющими моментов, т. е.

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

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

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

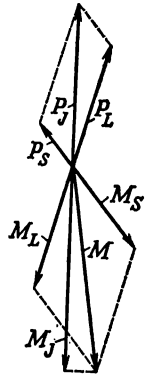


Рис. 1.4. Сложение механических и магнитных моментов электронной оболочки атома

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

** Полным магнитным моментом 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.

Откуда

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

где

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

называют множителем или фактором Ланде.

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

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

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 момента атома существенно облегчается в связи с тем, что у заполненных слоев и подслоев как орбитальные, так и спиновые магнитные моменты скомпенсированы.

Поэтому при рассмотрении надо учитывать только не полностью заполненные слои.

§ 1.2. ДИАМАГНЕТИЗМ

Для диамагнетиков магнитная восприимчивость $k_m^* \approx -10^{-5}$ в большинстве случаев не зависит от температуры и напряженности поля. Диамагнетизм возникает 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 себя только в тех веществах, в которых имеет место полная взаимная компенсация как орбитальных, так и спиновых магнитных моментов. Для тех веществ, в которых собственный суммарный магнитный момент атомов не равен нулю, на диамагнетизм накладывается значительно больше его по величине нескомпенсированный момент электронов. В этом случае для большинства веществ наблюдается парамагнетизм, а для некоторых — ферро-или ферримагнетизм. Особую группу составляют скомпенсированные антиферромагнетики (см. § 1.10).

К диамагнетикам относятся все инертные газы, водород, азот,

* Магнитная восприимчивость $k_m = \frac{I}{H}$, где I — намагниченность (интенсивность намагничивания); H — напряженность магнитного поля.

хлор, аммиак и др., ряд металлов (цинк, золото, ртуть и др.), неметаллы (кремний, фосфор, сера и др.), а также дерево, мрамор, стекло, воск, нефть, вода и многие другие вещества. Внешне диамагнетики проявляют себя 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 г.). Строгая квантово-механическая теория диамагнетизма была разработана Ван-Флеком.

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 магнитный момент, направленный по закону Ленца в сторону, обратную внешнему полю.

Математически диамагнетизм можно представить 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 $\Delta\mu$.

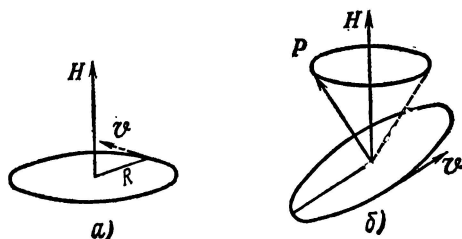


Рис. 1.5. Схематическое изображение прецессии электронной орбиты

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 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 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 поля H приводит к возникновению силы Лоренца F_H , т. е. силы, действующей на заряженную частицу, движущуюся в электромагнитном поле. В общем случае эта сила состоит из двух составляющих, обусловленных действием соответственно электрической и магнитной составляющих поля. В данном случае имеет место

только магнитная составляющая:

$$F_H = -\mu_0 H e \omega_1 R = -\mu_0 H e v_1^*, \quad (1.38)$$

где ω_1 — измененное значение угловой скорости электрона.

Сила F_H перпендикулярна плоскости, в которой лежат векторы v и 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 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 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 H **.

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

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

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

* Знак силы F_H определяется из условий: $\omega_1 > \omega_0$, $F_H > 0$ или $\omega_1 < \omega_0$, $F_H < 0$. 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 H . Для данного случая $R_{\perp} = R$.

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 $\overline{R_{\perp}^2}$ и $\overline{S_{\perp}}$.

Для атома с равновероятной ориентацией орбит

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

где $\overline{R^2}$ — среднее значение квадрата радиуса орбиты.

Следовательно, для грамм-атома

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

где N — число Авогадро.

Отсюда грамм-атомная диамагнитная восприимчивость

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

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 $\sum \overline{R_{\perp i}^2}$ производится квантовомеханически.

Изложенное относится к диамагнетизму атомных остовов. Диамагнетизм металлов можно рассматривать как сумму диамагнетизмов 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, типичным представителем которых является висмут, обладающие повышенной диамагнитной восприимчивостью, зависящей от температуры, и «сверхдиамагнетики», к которым относятся сверхпроводники.

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

Объяснение диамагнетизма представляет большой теоретический 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 проявляет себя 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.

При помещении парамагнетиков в неоднородное магнитное поле они 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

$$k_m = \frac{C}{T}, \quad (1.46)$$

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, разная 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 свойством насыщения, т. е. в очень сильных полях или при очень низких температурах их намагниченность 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°K — $3 \cdot 10^5$ а/м.

Обязательным условием парамагнитного состояния является наличие в атомах или молекулах * нескомпенсированных магнитных

* Большинство молекул, содержащих более одного атома, имеет четное число электронов, магнитные моменты коротых компенсируют друг друга, в результате чего такие молекулы диамагнитны. Однако существуют молекулы и с нескомпенсированными магнитными моментами, они парамагнитны.

моментов μ_m , которые можно представить в виде элементарных магнитиков.

При отсутствии внешнего поля упорядоченному расположению этих магнитиков препятствует тепловое движение. Расчеты показывают, что энергия магнитного взаимодействия двух магнитиков 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 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 поля.

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

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

Рассмотрим грамм-атом вещества, содержащий N атомов с нескомпенсированными 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 поля расположение моментов будет равновероятно и, следовательно, вся поверхность сферы равномерно покроется точками.

При наличии внешнего 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 $d\Omega$, 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

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

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

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

$$N = 42\pi \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta = 2\pi \frac{A}{a} (e^a - e^{-a}) = 4\pi \frac{A}{a} \operatorname{sh} a.$$

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:

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

откуда

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

Функция $L(a) = \operatorname{cth} a - \frac{1}{a}$ называется функцией Ланжевена. Для комнатных температур и не очень сильных полей $a \ll 1^*$. 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

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

* При комнатной температуре в поле с напряженностью $H = 8 \cdot 10^6$ а/м $a \approx \frac{1}{400}$.

где константа Кюри

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

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, что это поле пропорционально 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 учтя (1.59), получим

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

отсюда

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

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 * парамагнитного момента, аналогичной формуле (1.57), интегрирование заменяется суммированием дискретных значений.

При этом выражение для магнитной восприимчивости принимает следующий вид:

$$k_m = \frac{N\mu_0 J(J+1)\mu_B^2 g_J^2}{V 3kT}. \quad (1.63)$$

Сравнивая (1.63) с (1.59), находим, что константа Кюри

$$C = \frac{N\mu_0}{3k} [\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)]. \quad (1.64)$$

При рассмотрении магнитных свойств парамагнитных веществ следует также помнить о том, что, как уже указывалось (см. § 1.2),

* См., например, [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 причинной парамагнетизма таких металлов являются в первую очередь электроны проводимости («электронный газ»). В дальнейшем эта гипотеза получила подтверждение в квантовомеханической теории парамагнетизма [1.3].

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

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 поля плотность распределения $\rho(E)$ 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 $10^4 \text{ }^\circ \text{ К}$, когда тепловая энергия сравняется с энергией Ферми, в классическое распределение Максвелла — Больцмана. Однако при температурах в области существования твердых тел распределение электронов по энергиям мало отличается от распределения при 0° К .

При отсутствии внешнего поля суммарный магнитный момент

электронного газа равен нулю. При включении поля H энергии 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 **;

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.

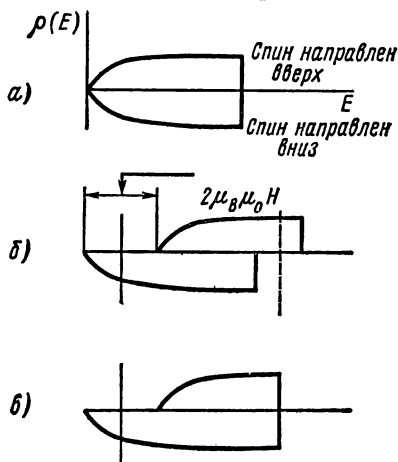


Рис. 1.6. Влияние внешнего поля на число электронов в двух половинах зоны:

а — плотность состояний в отсутствие поля; б — сдвиг энергетических уровней под действием внешнего поля; в — увеличение заселенности одной зоны за счет другой в результате действия поля

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

** При более строгом определении имеется небольшая зависимость k_m от T .

В физике используется метод получения особо низких температур путем адиабатического размагничивания парамагнетиков*. Испарение жидкого гелия позволило получить температуру $T=0,71^\circ\text{K}$; с помощью размагничивания парамагнетиков удалось достигнуть температуры $T=0,0044^\circ\text{K}$ [1.10].

Парамагнитный эффект используется 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, гадолиний, их соединения и сплавы, а также некоторые сплавы марганца, серебра, алюминия и др. При низких температурах ферромагнитны некоторые элементы из числа редких земель.

Все ферромагнетики характеризуются:

- 1) кристаллическим строением;
- 2) большими положительными значениями магнитной восприимчивости (магнитной проницаемости), а также существенной и нелинейной ее зависимостью от напряженности поля и температуры;
- 3) способностью намагничиваться до насыщения при обычных температурах уже в слабых полях;
- 4) гистерезисом — зависимостью магнитных свойств от предшествующего магнитного состояния («магнитной истории»);
- 5) точкой Кюри, т. е. температурой, выше которой материал теряет ферромагнитные свойства.

Кривые намагничивания

Магнитные свойства ферромагнетиков характеризуют 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 состояния принимают размагниченное состояние

* Теорию метода см., например, в [1.3].

** См., например, книгу Геккера И. Р. и Яковлева Д. А. «Новые типы усилителей», Изд-во «Энергия», 1966.

*** 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 .

образца, при котором в отсутствии внешнего поля индукция равна нулю и нет преимущественного направления намагничивания доменов *, т. е. они расположены статистически равновероятно.

Наилучшего размагничивания можно достигнуть в результате нагрева материала выше точки Кюри. 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 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. 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) *нулевую (первоначальную) кривую намагничивания*, которую получают при монотонном увеличении H ;

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

3) *основную (коммутационную) кривую намагничивания*, представляющую собой геометрическое место вершин кривых (вершин гистерезисных циклов), получающихся при циклическом перемагничивании (кривая b , рис. 1.7).

Нулевая кривая обычно мало отличается от основной.

Нулевая кривая намагничивания зависит от случайных причин, например от механических сотрясаний, 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. Нулевая кривая намагничивания, представляя интерес для физиков, в инженерной практике не используется.

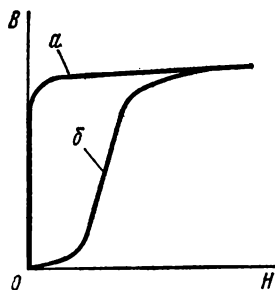


Рис. 1.7. Кривые намагничивания предварительно размагниченного образца:

a — безгистерезисная; b — основная

* Доменная структура ферромагнетиков рассмотрена в § 1.8.

Безгистерезисная кривая намагничивания характеризуется быстрым возрастанием индукции до значения насыщения даже в слабых постоянных полях независимо от видов магнитного материала. Намагничивание по этой кривой имеет место 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).

Петля гистерезиса

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

Если намагничивание происходит так, как показано стрелками на рис. 1.8, а, то при однократном прохождении петли точки A и A' ,

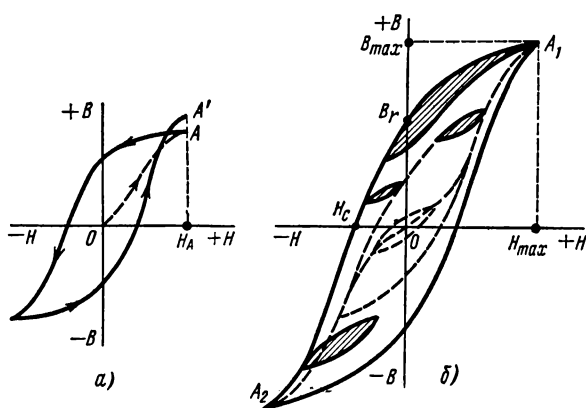


Рис. 1.8. Петли гистерезиса:
а — незамкнутая; б — установившаяся

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) коммутации

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).

Гистерезисную петлю, полученную при условии насыщения, называют предельной петлей. В справочниках обычно приводятся симметричные предельные гистерезисные петли.

* В дальнейшем симметричную петлю будем называть петлей гистерезиса.

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

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

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 H_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) H_c и H_c могут отличаться очень сильно.

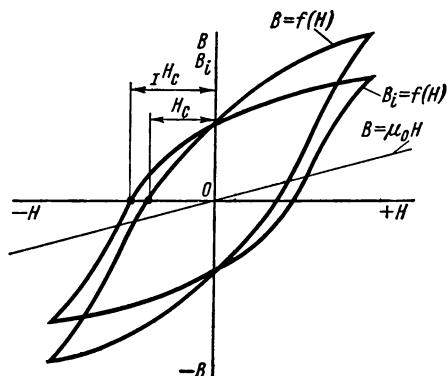


Рис. 1.9. Петли гистерезиса в координатах $B=f(H)$ и $B_i=f(H)$

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

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

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

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

где γ — плотность материала, кг/м^3 .

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 гистерезисные циклы, у которых вершины не лежат на основной кривой. Примеры частных циклов приведены на рис. 1.8, б (для удобства они заштрихованы). Особое значение имеют *частные циклы возврата*, получающиеся при уменьшении размагничивающего поля.

* См. примечание на стр. 26.

Магнитная проницаемость

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, которые в настоящее время применяют в технике (свыше нескольких десятков).

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

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

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

Рис. 1.10. К объяснению различных понятий магнитной проницаемости

Начальная и максимальная проницаемости представляют собой частные случаи нормальной проницаемости:

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

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

т. е. наклон касательной на начальном участке кривой $B=f(H)$ характеризует начальную проницаемость, а наклон касательной, 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 тангенс угла между осью абсцисс и касательной к кривой намагничивания в этой точке:

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

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

** Слово «нормальная» принято опускать.

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 $H_{\sim} \ll H_0$ (см. § 4.1).

Импульсная проницаемость

$$\mu_{\text{имп}} = \frac{\Delta B_{\text{имп}}}{\mu_0 \Delta H_{\text{имп}}}, \quad (1.72)$$

где $\Delta B_{\text{имп}}$ — максимальное изменение магнитной индукции при намагничивании импульсным полем $\Delta H_{\text{имп}}$.

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

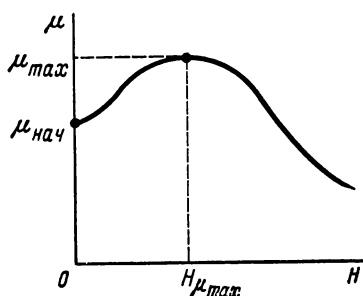


Рис. 1.11. Зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности поля H

Намагничивание переменным полем

При намагничивании магнитного материала переменным полем петля гистерезиса, характеризующая затраты энергии за один цикл перемагничивания, расширяется (увеличивает свою площадь) за счет возникновения *потерь* не только на *гистерезис* $P_{\text{г}}$, но также *потерь на вихревые токи* $P_{\text{в}}$ и *дополнительные потери* $P_{\text{д}}$. Такую петлю называют динамической, а сумму составляющих потерь — полными или суммарными потерями.

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

Потери на вихревые токи зависят не только от магнитных, но также и от электрических свойств материала (удельного электрического сопротивления) и формы сердечника. Для листового образца потери $P_{\text{в}}$ можно найти из выражения [2.4]

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

где B_{max} — амплитуда магнитной индукции, *тл*;

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:

$$P_{\text{д}} = P - (P_{\text{г}} + P_{\text{в}}). \quad (1.74)$$

Соответственно определению основной кривой намагничивания (см. ранее) геометрическое место вершин динамических петель называют динамической кривой намагничивания, а отношение

индукции к напряженности поля на этой кривой — динамической магнитной проницаемостью μ_{\sim} .

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

Зависимость между B и H определяется формой динамической петли, поэтому при синусоидальном изменении одной из рассматриваемых величин в общем случае вторая будет изменяться несинусоидально (появятся высшие гармоники). Одновременное синусоидальное изменение B и H имеет место лишь в случае эллипсоидальной 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 будет 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 форме кривая напряженности поля (сильнее искажена кривая индукции), и наоборот *.

Отставание по фазе кривой индукции от кривой напряженности поля объясняется действием вихревых токов, препятствующих в соответствии с законом 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 был предложен В. К. Аркадьевым [1.5] и 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 приближается 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, а $B_{\max 2}$ — с необратимыми [1.15].

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

* Подробно этот вопрос рассмотрен, например, в [1.15].

проницаемости: амплитудная (полная) μ_n , упругая (консервативная) μ' , вязкая (проницаемость потерь) μ'' , комплексная $\tilde{\mu}$.

Амплитудная проницаемость

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

не определяет фазового сдвига и должна быть пополнена другими понятиями.

Упругая проницаемость

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

Проницаемость потерь

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

Комплексная проницаемость

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

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 измерением 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, одновременном действии переменного и постоянного полей), измеряют, рассматривают и применяют в расчетах самые разнообразные кривые намагничивания. Некоторые из них рассмотрены далее.

Влияние воздушного зазора

Все изложенное о магнитных характеристиках относилось к замкнутой магнитной цепи, например к кольцевым (тороидальным) 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_o ,

направленное навстречу внешнему намагничивающему полю H_e . Магнитные свойства такого тела определяются внутренним полем:

$$H_i = H_e - H_o. \quad (1.81)$$

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

$$H_o = N_p I^*. \quad (1.82)$$

Точное значение N_p имеет только для однородно намагничиваемых тел, 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 линий поля по-другому и т. д.

На практике в большинстве случаев имеем неоднородно намагниченные тела, для 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 намагниченности N_p , иногда используют коэффициент размагничивания по магнитной индукции N_B . Связь между N_p и N_B можно установить следующим образом:

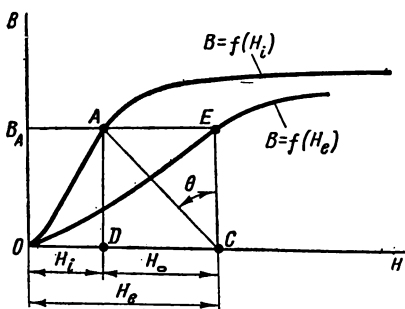
$$H_o = N_p I = N_B B = N_B \mu_0 (H_i + I) \approx \approx N_B \mu_0 I$$

(так как обычно $H_i \ll I$), откуда

$$N_B \approx \frac{N_p}{\mu_0}. \quad (1.83)$$

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

Рис. 1.12. Геометрическое изображение коэффициента размагничивания



приведено графическое 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

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

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

** При определении угла θ необходимо учесть масштабы графика.

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 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 материала, 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

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

для системы СГСМ

$$\mu_o = \frac{4\pi}{4\pi + N(\mu - 1)} \mu. \quad (1.84б)$$

Из формул (1.84a) и (1.84б) 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 $\mu_{фр}$.

Для СИ

$$\mu_{фр} = \frac{1}{N_p}; \quad (1.85a)$$

для системы СГСМ

$$\mu_{ф} = \frac{4\pi}{N}. \quad (1.85б)$$

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 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 поля *.

Однако из опыта известно, что в отсутствии внешнего поля ферромагнитные тела не обладают результирующей намагниченностью **.

Для объяснения этого Вейсс высказал предположение о том, что при $H=0$ ферромагнитное тело разбивается на очень большое число областей *самопроизвольного намагничивания микроскопических размеров (доменов)*, направления намагниченности которых различны, в результате чего суммарная намагниченность равна нулю.

Дальнейшие исследования подтвердили гипотезы Вейсса. Основные положения теории 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.

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 этой намагниченности y и температу-

* 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.

рой 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), окончательно для энтропии получим 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

$$\frac{\partial F}{\partial y} = 0. \quad (1.95)$$

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 неясно, 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 разных значений T .

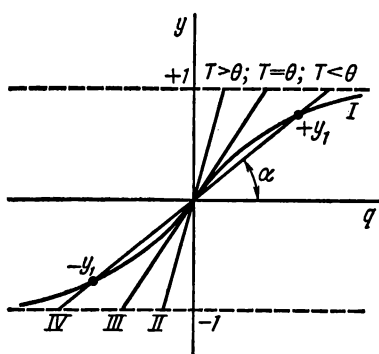


Рис. 1. 13. График зависимости $y=f(q)$

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. Угловым коэффициентом касательной находят из условия совпадения углов наклона функций (1.100) в точке $y=0$:

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

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 отсут-

стствует. 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 отсутствии внешнего поля и при температурах ниже точки Кюри устойчивому состоянию ферромагнетика соответствует существование отличной от нуля намагниченности, температурная зависимость которой имеет вид *

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

При $T=\Theta$ намагниченность обращается в нуль, т. е. вещество теряет свои ферромагнитные свойства. На рис. 1.14 приведены 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 $\Theta \approx 1000^\circ \text{ К}$ и $A_1 \approx 10^{-20} \text{ дж}$, 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 расстояниях не превышает 10^{-23} дж , т. е. соответствует ферромагнетикам с точкой Кюри $\Theta \approx 1^\circ \text{ К}$.

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 мо-

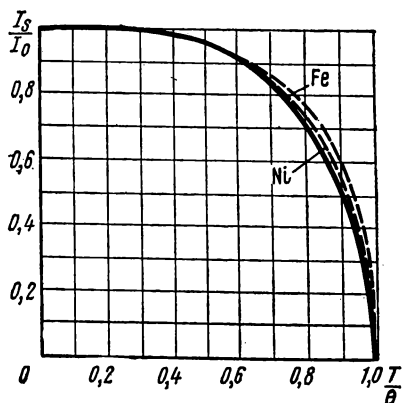


Рис. 1. 14. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности (в безразмерных координатах)

* Выражение (1.104) является преобразованным уравнением (1.99).

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

лекулярное 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 [1.4], 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 г.) и независимо от него В. Гейзенберга (1928 г.).

§ 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 [1.4], 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.

* В § 1.5 было показано, что магнитное взаимодействие на несколько порядков меньше требуемой для молекулярного поля величины.

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 элементарной частицы*;

m, E, U — масса, полная энергия и потенциальная энергия частицы соответственно.

Важнейшими положениями квантовой механики являются:

1) корпускулярно-волновой дуализм, заключающийся в том, что элементарные частицы 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:

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

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;

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

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

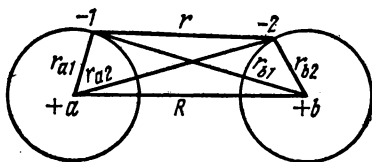


Рис. 1. 15. Схематическое изображение расположения электронов и ядер в молекуле водорода

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

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, находящимися 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 a , а 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 основывается 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 совершенно аналогичны друг другу. Поэтому, если один из электронов заменить другим, то в рассматриваемой ситуации ничего не изменится.

Для нашего случая это выглядит следующим образом: 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, 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.

* 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.

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 пока не учитываем.

Полная энергия системы

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

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

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

Анализ показывает (см., например, [1.4]), 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:

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

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

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 уравнений (1.112) и (1.113), а также выражений (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 взаимодействий 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 $E = f\left(\frac{R}{a_0}\right)$ 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 $E^{(1)} = f\left(\frac{R}{a_0}\right)$ при $\frac{R}{a_0} \approx 1,5$

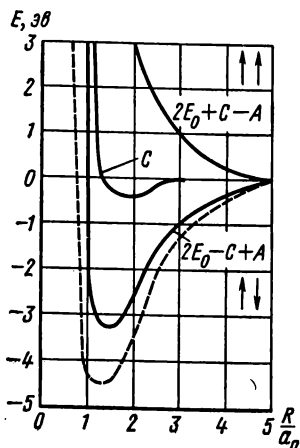


Рис. 1.16. Энергия взаимодействия двух атомов водорода (нижнюю кривую следует читать $2E_0 + C + A$)

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 спина 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. Учитывая, что A_{ij} быстро убывает по мере увеличения расстояния между атомами, при суммировании можно ограничиться только ближайшими соседями, и представить $E_{обм}$ в виде следующего выражения:

$$E_{обм} = -Ny^2zA, \quad (1.117)$$

где z — число ближайших соседей;

$A = A_{ij}$ для ближайших соседей.

Из (1.117) 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 выгоде самопроизвольного намагничивания Френкелем и Гейзенбергом было доказано путем расчета. Равенства (1.98) и (1.117) идентичны при условии замены:

$$A_1 = zA. \quad (1.118)$$

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.

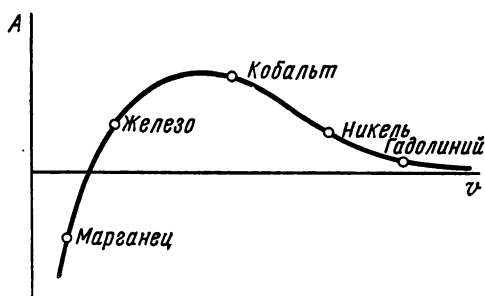


Рис. 1.17. Зависимость интеграла обменной энергии A от отношения v междуатомного расстояния к радиусу незаполненной оболочки

На рис. 1.17 приведена зависимость интеграла обменной энергии от отношения v междуатомного расстояния к радиусу не заполненной электронами оболочки. Эта зависимость показывает, что ферромагнетики имеют положительное значение интеграла обменной энергии, которое оказывается достаточным для возникновения самопроизвольной намагниченности. Зависимость $A = f(v)$ позволила объяснить возникновение ферромагнитных свойств некоторых сплавов с неферромагнитными компонентами (например, марганца с висмутом, сурьмой, серой и др.). В сплавах с марганцем причина возникновения этих свойств состоит в том, что введение в решетку марганца атомами 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. ВИДЫ ЭНЕРГИИ И УСЛОВИЯ УСТОЙЧИВОГО СОСТОЯНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКА

В § 1.5 было отмечено, что, несмотря на наличие в ферромагнетике самопроизвольной намагниченности, опыт показывает размагнитненное 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 $E_{обм}$;
- 2) энергии кристаллографической магнитной анизотропии E_k ;
- 3) энергии магнитострикционной деформации E_λ ;
- 4) магнитоупругой энергии E_σ ;
- 5) магнитоэластической энергии E_ε ;
- 6) магнитной энергии E_m .

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

Обменная энергия $E_{обм}$. Эта энергия для равновесного состояния (параллельного расположения спинов при положительном значении интеграла обменной энергии A) представлена выражением (1.117). Минимуму энергии (равновесному состоянию) соответствует состояние однородной намагниченности.

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

Простейшей формой решетки является кубическая. Для обозначения различных плоскостей этого куба пользуются системой индексов, называемых индексами Миллера и представляющих собой обратные значения отрезков, отсекаемых данной плоскостью на осях x , y и z . Например, если плоскость параллельна осям x и y , то два первых отрезка равны бесконечности, а обратные значения — нулю; отрезок на оси z равен ребру куба, следовательно, третий индекс равен единице. Индексы Миллера заключают в круглые скобки. В итоге данная плоскость получает обозначение (001). На рис. 1.18 представлены наиболее важные плоскости. Для обозначения направлений в кристалле применяют индексы в виде наименьших целых чисел, относящихся между

* См. сборник статей «Теория ферромагнетизма металлов и сплавов» (пер. с англ.) под ред. С. В. Вонсовского, ИИЛ, 1963.

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 (а), кубическую объемноцентрированную (б) и гексагональную (в). Тип решетки может изменяться

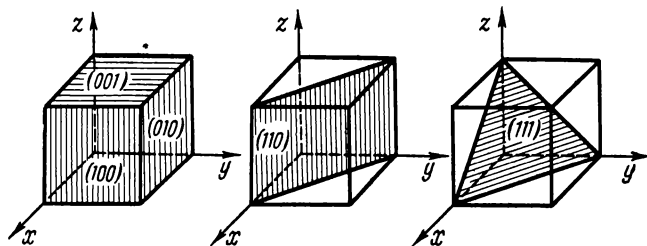


Рис. 1.18. Обозначение различных плоскостей в кубических кристаллах решетки с помощью индексов Миллера

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

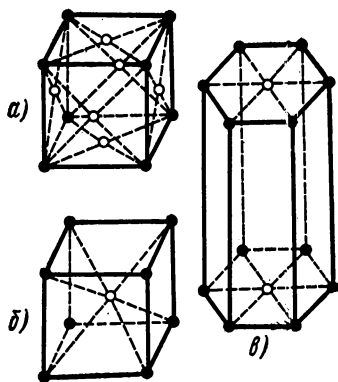


Рис. 1. 19. Кристаллические решетки ферромагнетиков:

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

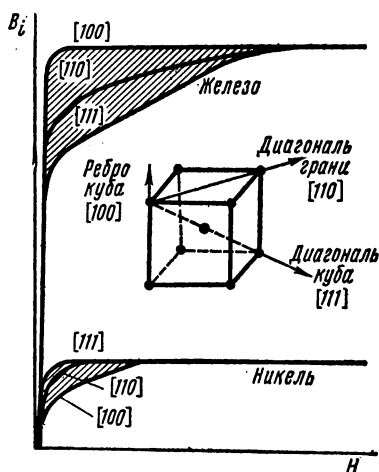


Рис. 1.20. Кривые намагничивания в разных направлениях монокристаллов железа и никеля

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 магнитноанизотропными 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 материала, определяется величиной площади между кривой намагничивания и осью ординат:

$$E_n = \int_0^I \mu_0 H dI. \quad (1.119)$$

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:

$$E_k = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2, \quad (1.120)$$

где K_0, K_1, K_2 — константы кристаллографической магнитной анизотропии, определяемые экспериментально;

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — направляющие косинусы вектора намагниченности по отношению к осям x, y, z , совпадающим с основными кристаллографическими направлениями кубической решетки.

Формула (1.120) впервые была получена Н. С. Акуловым [1.1], осуществившим значительные исследования в области магнитной анизотропии ферромагнитных кристаллов.

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 ее изменение вызывает деформацию шара, одинаковую во всех направлениях, т. е. изменение его радиуса. Изменение магнитного состояния связано с магнитными силами в кристаллической решетке, которые, как уже отмечалось, являются анизотропными, вследствие чего они вызывают разную деформацию в разных направлениях и шар превращается в эллипсоид.

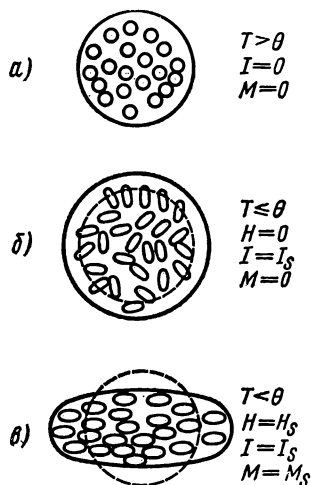


Рис. 1.21. Схема магнитострикции ферромагнетика

Рассматривая спонтанную магнитострикцию модели ферромагнетика в виде шара с многодоменной структурой, не трудно 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 коэффициента магнитострикции $\lambda_s = (\Delta l/l)_s$ намагниченного до насыщения кристалла кубической симметрии:

$$\lambda_s = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1), \quad (1.121)$$

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

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — направляющие косинусы вектора самопроизвольной намагниченности по отношению к кристаллографическим осям;

$\beta_1, \beta_2, \beta_3$ — направляющие косинусы направления, в котором измеряется изменение длины.

Энергия магнитоупругой деформации единицы объема, возникающая вследствие магнитострикции,

$$E_\lambda = \frac{E_Y \lambda_s^2}{2}, \quad (1.122)$$

где E_Y — модуль Юнга, который считаем изотропным.

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

$$E_a = E_k + E_\lambda. \quad (1.123)$$

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

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\sigma [\lambda_{100}(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2) + 2\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + \alpha_1\alpha_3\gamma_1\gamma_3)], \quad (1.124)$$

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 (1.124) можно представить в виде

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\varphi, \quad (1.125)$$

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

Магнитостатическая энергия E_\circ . В § 1.4 было показано, что при наличии свободных полюсов возникает напряженность размагничивающего магнитного поля H_\circ (1.82), приводящая к образованию магнитостатической энергии *

$$E_\circ = -\frac{1}{2}\mu_0(\mathbf{H}_\circ) = -\frac{1}{2}\mu_0 I(-N_p I) = \frac{\mu_0 N_p I^2}{2}. \quad (1.126)$$

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

$$E_m = -\mu_0(\mathbf{H}). \quad (1.127)$$

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

Общая (полная) энергия ферромагнетика

$$E = E_a + E_s + E_\infty + E_m. \quad (1.128)$$

В выражении (1.128) не учтена обменная энергия, потому что, как уже 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 (1.128).

Зная E , можно решить вопрос об условиях устойчивого состояния ферромагнетика, понимая под этим определение устойчивого равновесия вектора \mathbf{I}_s относительно осей 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:

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha_i} = 0, \quad (1.129)$$

где α_i — направляющие косинусы относительно трех координатных осей.

Необходимо также учитывать, что α_i связаны между собой условием

$$\sum \alpha_i^2 = 1. \quad (1.130)$$

Всего получаем четыре условия устойчивого состояния. Н. С. Акулов [1.1] показал, что эти условия можно заменить уравнением

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha_i} = (4E_a + 2E_s + 2E_\infty + E_m) \alpha_i. \quad (1.131)$$

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

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \alpha_i^2} > 0. \quad (1.132)$$

§ 1.8. ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

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 размеров доменов, векторы намагниченности \mathbf{I}_s которых совпадают (или близки по направлению) с полем \mathbf{H} за счет доменов с антипараллельными или расположенными под 90° по отношению к полю направлениями намагниченности.

В 1931 г. Н. С. Акуловым (и независимо от него Биттером) был разработан метод, позволивший наблюдать домены. Метод состоит в том,

что отполированную электролитическим способом * поверхность размагниченного ферромагнитного образца покрывают коллоидным раствором тонкого порошка железа и наблюдают под микроскопом образующиеся при этом фигуры (фигуры Акулова—Биттера), являющиеся границами доменов. Концентрация частиц железа на границах объясняется тем, что они притягиваются образующимися в этих местах потоками рассеяния. В дальнейшем были разработаны и другие методы [1.2], позволяющие исследовать домены.

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

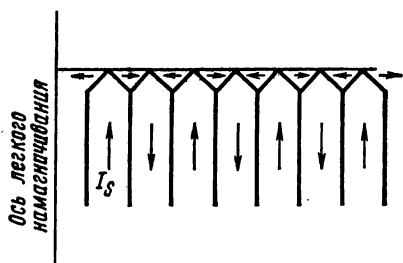


Рис. 1.22. Структура доменов в ферромагнетике с одной осью легкого намагничивания

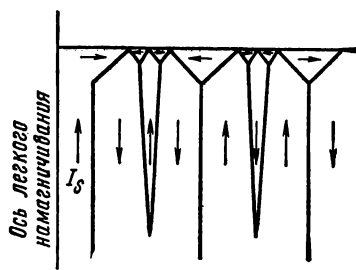


Рис. 1.23. Образование клинообразных областей в ферромагнетиках с одноосной анизотропией

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 тороидов, 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

$$\sum I_s V_i = 0, \quad (1.133)$$

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

На рис. 1.22 представлена доменная структура кристалла, имеющего одну ось легкого намагничивания (например, кобальта). Наличие

* Механическая полировка искажает истинную доменную структуру вследствие наличия наклепа на поверхности образца.

вблизи поверхности трехгранных областей, направления намагниченности в которых перпендикулярны оси легкого намагничивания, вызывает увеличение энергии анизотропии E_a , но приводит к образованию замкнутой магнитной цепи, что уменьшает магнитостатическую энергию E_0^* и соответствует минимуму общей свободной энергии. Более детальные исследования свидетельствуют о том, что энергетически выгодным является образование клинообразных областей, как показано на рис. 1.23.

На рис. 1.24 показаны фигуры Акулова — Биттера для ферромагнетика с одной осью легкого намагничивания. Стрелками 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).

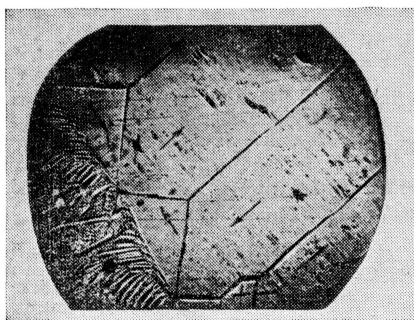


Рис. 1.24. Фигуры Акулова—Биттера для ферромагнетиков с одноосной анизотропией

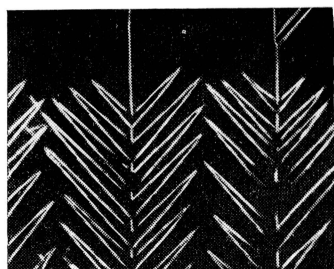


Рис. 1.25. Фигуры Акулова — Биттера в виде «елочек»

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

Доменная структура зависит от ряда причин. Так, например, если поверхность ферромагнитного кристалла слегка наклонена к плоскости, в которой лежат оси легкого намагничивания, то образуются фигуры в виде «елочек» (рис. 1.25). Характер структуры определяется также микронеоднородностью материала, различными дефектами, упругими напряжениями и др.

Рассмотрим граничный слой между соседними доменами. Для параллельного расположения спинов (угол между соседними спинами

* $E_0 \neq 0$, так как на границах доменов существуют поля рассеяния.

$\varphi=0$), как было показано, обменная энергия минимальна; для антипараллельного расположения спинов ($\varphi=180^\circ$) обменная энергия имеет максимальное значение. При этом в обоих случаях ($\varphi=0$ и $\varphi=180^\circ$) энергия магнитной анизотропии E_a минимальна, так как домены намагничены по направлениям легкого намагничивания.

Блох показал, что энергетически выгодно между соседними антипараллельными доменами иметь переходный слой, в котором осуществляется постепенный поворот спинов (рис. 1.26). Он также вычислил минимум полной энергии на границе областей и нашел, что эта граница (стенка Блоха) должна иметь толщину

$$d \approx \sqrt{\frac{A}{K_1 a^3}}. \quad (1.134)$$

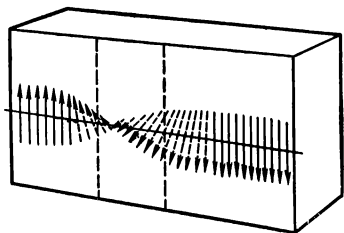


Рис. 1.26. Структура переходного слоя между доменами

Согласно формуле (1.134), чем меньше константа кристаллографической анизотропии K_1 , тем шире стенка Блоха, т. е. тем менее четко оформлены домены.

Толщина граничного слоя, например, для железа около $2,5 \cdot 10^{-6}$ см.

Итак, ферромагнетик в ненамагниченном состоянии состоит из доменов, которые намагничены под действием обменных сил почти до насыщения, разделены граничными слоями и расположены по отношению друг к другу таким образом, что результирующий магнитный момент тела равен нулю.

§ 1.9. ТЕОРИЯ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА

Рассмотрим ход кривой намагничивания, т. е. зависимость $B = f(H)$ * макрообъекта ферромагнетика, состоящего из совокупности отдельных кристаллитов. Схематически ход такой кривой для ферромагнетика с кубической кристаллической структурой изображен на рис. 1.27 (в прямоугольниках показаны направления намагничивания доменов при различных значениях намагничивающего поля). Исходное состояние соответствует размагниченному образцу ($H=0$; $B=0$), т. е. равновероятному расположению доменов, намагниченных в легком направлении (по ребрам куба).

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

* Или зависимости $I = f(H)$.

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

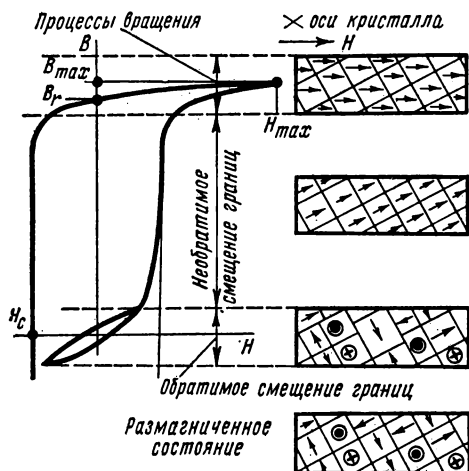


Рис. 1.27. Схематический ход кривой намагничивания ферромагнетика

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 не-

значительным возрастанием намагниченности I_s (парапроцесс), которая в пределе приближается к «истинному насыщению» I_0 .

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 границ 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:

$$\delta I_H = I_s \sum \cos \theta_i \delta V_i + I_s \sum V_i \delta (\cos \theta_i), \quad (1.135)$$

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 (1.135) описывает намагниченность $\delta I_{\text{см}}$, обусловленную процессами смещения границ доменов, второе — намагниченность $\delta I_{\text{вр}}$, обусловленную процессами вращения. Следо-

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

вательно, можно записать

$$\delta I_H = \delta I_{\text{см}} + \delta I_{\text{вр}}. \quad (1.136)$$

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

$$k_m = \left(\frac{dI}{dH} \right)_{\text{см}} + \left(\frac{dI}{dH} \right)_{\text{вр}} = k_{\text{см}} + k_{\text{вр}}. \quad (1.137)$$

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 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 между областями 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 стенки встречаются включения, то стенка между доменами вынуждена «обтекать» включения, что изменяет величину поверхности стенки, энергию граничного слоя и, следовательно, характер намагничивания.

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

На рис. 1.28, а схематически изображены два соседних антипараллельных домена, векторы намагниченности которых лежат в плоскостях, параллельных плоскости yo_z , соответствующей непосредственному соседству доменов. На рис. 1.28, б представлен график зависимости энергии E_γ единицы поверхности граничного слоя от координаты x . Эта зависимость имеет сложный характер, так как она определяется многими причинами — внутренними напряжениями и их неоднородностью, включениями и т. п. На рис. 1.28, в дана зависимость $dE_\gamma/dx = f(x)$.

Если по оси z действует внешнее поле H , то объем доменов, направление намагниченности которых совпадает с направлением H , растет за счет уменьшения антипараллельных доменов, «съедаемых» при

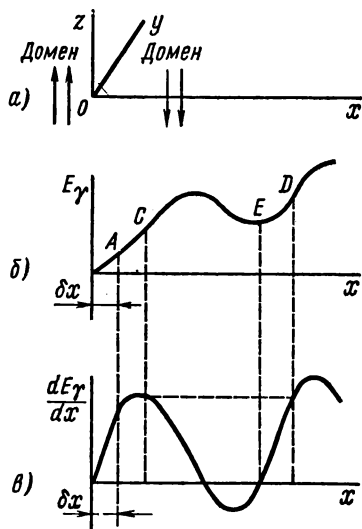


Рис. 1.28. Зависимость энергии E_γ и градиента энергии dE_γ/dx переходного слоя от координаты x

перемещении стенки по оси x . Смещению границы 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 $\Delta E_\gamma = = yz\delta x \frac{dE_\gamma}{dx}$. Новое условие равновесия определится из условия равенства изменений энергий магнитной и граничного слоя:

$$2\mu_0 H I_s yz\delta x = \frac{dE_\gamma}{dx} yz\delta x. \quad (1.138)$$

Характер изменения намагниченности δI_H под действием поля зависит от величины поля и вида зависимости $E_\gamma = f(x)$. Если $\delta x < x_C$ (см. рис. 1.28) *, то после снятия внешнего поля граница сместится в исходное положение, т. е. будет иметь место обратимое смещение границ доменов. Если же $\delta x \geq x_C$, то стенка 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 с минимумом энергии, т. е. будет иметь место остаточная намагниченность (гистерезис). Такого рода изменения соответствуют необратимым процессам смещения границ доменов.

Теория процессов вращения была разработана Н. С. Акуловым [1.1]. В результате процессов смещения границ доменов вектор намагниченности I_s в ферромагнитных кристаллах располагается по направлению легкого намагничивания, ближайшему 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 (1.128) магнитостатической энергией можно пренебречь ($E_o = 0$);

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. 1.29), т. е. процесс смещения границ завершен (намагниченность по оси легкого намагничивания $[001]$ равна нулю);

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

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

$$E = K_1 \alpha_1^2 \alpha_2^2 - \mu_0 H I_s \cos \theta, \quad (1.139)$$

* Точка C соответствует максимальному градиенту энергии граничного слоя.

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

Введя относительную намагниченность

$$y = \frac{I}{I_s} = \cos \theta \text{ и учитывая, что}$$

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

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

получим

$$E = \frac{1}{4}K_1(2y^2 - 1) - \mu_0 H I_s y. \quad (1.140)$$

При условии устойчивого состояния ферромагнетика $\left(\frac{\partial E}{\partial y} = 0\right)$

$$H = \frac{2K_1}{\mu_0 I_s} (2y^2 - 1) y. \quad (1.141)$$

Уравнение (1.141) графически представлено на рис. 1.30. Отличие полученной кривой $I = f(H)$ ** от кривых намагничивания реальных ферромагнетиков объясняется прежде всего тем, что кривая рис. 1.30 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 дает хорошее совпадение с опытом.

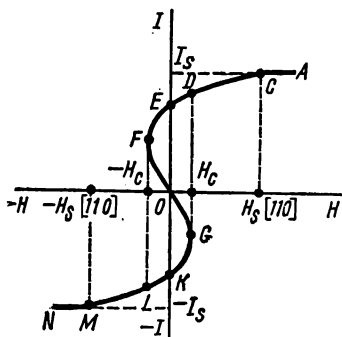


Рис. 1.30. Теоретическая кривая намагничивания для образца рис. 1.29, полученная в предположении, что все намагничивание идет за счет процесса вращения

с опытом только в случае сильных полей, для которых процессы смещения границ практически отсутствуют.

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

** Или $y = f(H)$.

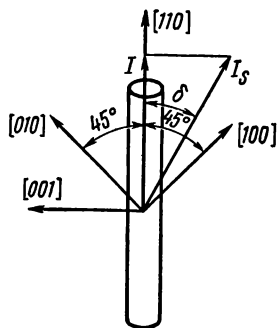


Рис. 1.29. Расположение образца в виде проволоки из монокристалла ферромагнетика с кубической симметрией относительно кристаллических осей и направления внешнего поля

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 данных для монокристаллов [1.1]. Однако такого рода расчеты дают хорошее совпадение

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_s , обусловленной внешними напряжениями. В этом случае полная энергия [см. формулу (1.125)]

$$E = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \cos^2 \varphi - \mu_0 H I_s \cos \varphi. \quad (1.142)$$

При условии минимума свободной энергии $\left(\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0\right)$, получим

$$I = I_s \cos \varphi = -\frac{I_s^2}{3\lambda_s\sigma} \mu_0 H, \quad (1.143)$$

откуда магнитная восприимчивость

$$k_m = -\frac{\mu_0 I_s^2}{3\lambda_s\sigma}. \quad (1.144)$$

Так как I и H имеют для ферромагнетиков одинаковые знаки, то формулы (1.143) и (1.144) 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. 1.31 приведены опытные зависимости $B=f(H)$ для никеля при наличии упругих растягивающих напряжений. Кривые хорошо согласуются с опытом.

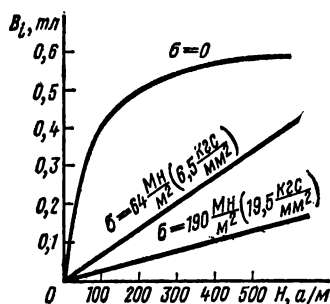


Рис. 1.31. Кривые намагничивания поликристаллического никеля при наличии упругих растягивающих напряжений σ

Для некоторых групп магнитотвердых материалов представляет практический интерес 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.

Теория петли гистерезиса. 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, выделяет также третью причину — задержку роста зародышей перемagnetивания, под которыми понимают объемы с самопроизвольной намагниченностью обратного направления по отношению к основной ориентации намагниченности насыщения образца. Природу образования зародышей до настоящего времени 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. О механизме возникновения необратимых процессов смещения границ доменов уже говорилось при анализе кривой намагничивания (см. рис. 1.28).

Кривая зависимости $I=f(H)$, представленная на рис. 1.30, имеет устойчивые участки $FEDC$ и $GKLM$ и неустойчивый участок FOG . Значит, если магнитное состояние образца 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 ветви $MLKG$ 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 (1.141), описывающее кривую рис. 1.30, при условии, что в точках F и G ($H=\pm H_c$) $\frac{\partial H}{\partial I}=0$, получим

$$H_{c[110]} = \pm \frac{4}{3\sqrt{6}} \frac{K_1}{\mu_0 I_s} \approx \pm \frac{K_1}{2\mu_0 I_s}. \quad (1.145)$$

При намагничивании кристалла в направлении, отличном от $[110]$, коэрцитивная сила определяется выражением, подобным (1.145), но с другим числовым коэффициентом.

Гистерезис, обусловленный задержкой роста зародышей перемагничивания, наиболее наглядно можно проанализировать на материалах с прямоугольной петлей гистерезиса. Для таких материалов перемагничивание осуществляется одним единственным скачком (большой скачок Баркгаузена). Ранее указывалось, что в материале могут возникать зародыши перемагничивания, их можно также создавать искусственно, что было осуществлено в опытах ряда исследователей. Удалось даже выделить (путем травления образца) эти зародыши из общего объема материала, т. е. непосредственно доказать их существование. При действии внешнего поля, имеющего направление, обратное первоначальному намагничиванию, происходит постепенный рост зародышей до критических размеров, когда дальнейший рост становится энергетически выгодным, т. е. когда энергетически выгоден процесс перемагничивания. Поле, соответствующее началу этого процесса, называют полем старта $H_{ст}$. Дальнейшее перемагничивание может происходить при поле, меньшем $H_{ст}$.

Теория кривой намагничивания и петли гистерезиса разработана в настоящее время весьма глубоко и подробно *. В данном параграфе рассмотрены только самые основные положения этой важной проблемы теории магнетизма.

* См., например, [1.1], [1.3], [1.6] и др.

§ 1.10. АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ И ФЕРРИМАГНЕТИЗМ

В § 1.7 было показано, что для ферромагнетиков характерно параллельное расположение спинов и положительное значение интеграла обменной энергии (ферромагнитный атомный порядок). Существуют вещества, для которых энергетически выгодным является антипараллельная ориентация спинов, чему соответствует отрицательное значение обменной энергии (антиферромагнитный атомный порядок). Эти вещества называют антиферромагнетиками.

Различают скомпенсированные и нескомпенсированные антиферромагнетики. Первые являются собственно антиферромагнетиками и имеют суммарный магнитный момент, равный нулю, у вторых этот момент отличен от нуля. Нескомпенсированный антиферромагнетизм называют ферримагнетизмом. Многие свойства ферримагнетиков, например зависимости $I=f(H)$, качественно аналогичны свойствам ферромагнетиков, но между этими группами веществ имеются и принципиальные различия.

Рассмотрим зависимости намагниченности насыщения ферро- и ферримагнетиков от температуры.

Для ферромагнетиков наиболее характерным является существование точки Кюри, т. е. температуры, выше которой вещество становится парамагнитным.

Для некоторых ферримагнетиков при повышении температуры интенсивность насыщения постепенно уменьшается, переходит через нуль, начинает возрастать, а потом снова падает до нуля. При дальнейшем нагреве ферримагнетик остается немагнитным, т. е. температура второго обращения интенсивности насыщения в нуль является точкой Кюри, которую для антиферромагнетиков принято называть точкой Нееля.

Температуру первого перехода через нуль называют точкой компенсации. Объяснить появление точки компенсации и ряда других явлений, возникающих в ферримагнетиках, с позиций ферромагнетизма невозможно. Потребовалось создание теории ферримагнетизма, основные положения которой разработал Л. Неель.

Чтобы понять основные положения теории Нееля, остановимся на некоторых особенностях кристаллической структуры и свойств, широко применяемых в технике ферримагнетиков — ферритов.

Ферриты представляют собой двойные окислы, образуемые окисью железа Fe_2O_3 с окислами двухвалентных металлов *, и имеют химическую формулу $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, где Me — двухвалентный металл (железо, никель, марганец, цинк, кобальт, медь, кадмий, магний и др.). Это так называемые простые, или однокомпонентные, ферриты (моноферриты). Некоторые из них, например никелевый $\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ или марганцевый $\text{MnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, являются магнитными; другие, такие, как $\text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ и $\text{CdO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, — немагнитными. Применяют в технике также

* Известны также и другие ферриты, например феррит одновалентного металла лития.

смешанные ферриты, представляющие собой твердые растворы двух или нескольких простых ферритов.

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. Володин. Однако в то время ферриты не получили практического применения. В дальнейшем, особенно в послевоенные годы, проблема ферритов получила большое развитие.

Свойства ферритов в значительной степени определяются кристаллической структурой. В настоящее время применяют ферриты, имеющие кристаллическую структуру, подобную структуре природных минералов: шпинели, магнетолумбита, граната и др. Основные положения теории Нелея рассмотрим 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. 1.32).

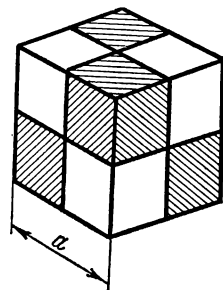


Рис. 1.32. Схематическое изображение элементарной ячейки шпинельной структуры

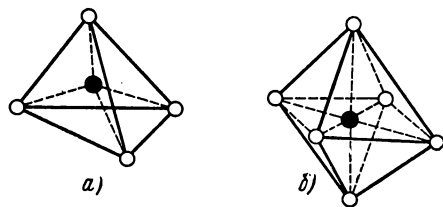


Рис. 1.33. Схематическое изображение тетраэдрического (а) и октаэдрического (б) узлов (светлыми кружками обозначены ионы кислорода, черными — ионы металлов)

ми кислорода, как показано на рис. 1.33. Первое расположение называется тетраэдрическим, второе — октаэдрическим.

Неель рассматривал кристаллическую решетку шпинели, состоящую из двух подрешеток: одной из магнитных ионов металлов, находящихся в тетраэдрических промежутках (подрешетка А), и другой — из ионов в октаэдрических промежутках (подрешетка В).

В элементарной ячейке шпинели имеется всего 64 тетраэдрических и 32 октаэдрических места (пустот). Из них заняты 8 тетраэдрических (А-узлы) и 16 октаэдрических (В-узлы) мест; 72 места остаются свободными. Ближайшие соседи какого-либо магнитного иона в подрешетке А принадлежат подрешетке В.

Неель распространил теорию молекулярного поля Вейсса на кристаллическую решетку шпинели. При этом он предположил, что между магнитными ионами подрешеток А и В имеет место сильное отрица-

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 Ме. Ионы кислорода образуют гранецентрированную кубическую решетку. В промежутках между ионами кислорода находятся ионы металлов, окруженные четырьмя или шестью иона-

тельное 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 скомпенсированный антиферромагнетизм. Если магнитные моменты A и B не равны между собой, существует ферримагнетизм.

Ионы двухвалентного металла Me^{++} и трехвалентного железа Fe^{+++} 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.

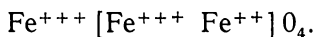
В прямой шпинели Me^{++} занимает тетраэдрические пустоты A , а Fe^{+++} — октаэдрические пустоты B . В структуре прямой шпинели кристаллизуются ферриты цинка и кадмия. Прямые шпинели немагнитны.

В обращенной шпинели в тетраэдрических промежутках находится половина ионов Fe^{+++} , а в октаэдрических — вторая половина ионов Fe^{+++} и ионы Me^{++} . В структуре обращенной шпинели кристаллизуются ферриты никеля, марганца, магния, меди, кобальта и некоторых других элементов. Обращенные шпинели магнитны.

Условно два этих типа шпинелей обозначают следующим образом: $Me^{++} [Fe^{+++}]O_4$ — прямая шпинель, $Fe^{+++} [Me^{++}Fe^{+++}]O_4$ — 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 $M_{Fe^{++}} = 5 \mu_B$, а $M_{Fe^{+++}} = 4 \mu_B$. 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.

На рис. 1.34 даны схематическое изображение температурной зависимости намагниченности насыщения для подрешеток A , 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 — 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.

Теория ферримagnetизма значительно сложнее, чем было показано. Например, взаимодействие ионов подрешеток A и B в ферритах происходит не непосредственно, а через магнитные ионы кислорода, электронные оболочки которых «возбуждаются» и принимают участие в «сверхобмене»; не учитывалось взаимодействие типа AA и BB и т. д.

Аналогичным образом можно исследовать ферриты и с другой структурой.

В электрическом отношении ферриты относятся к классу полупроводников* и имеют удельное электрическое сопротивление, в миллиарды раз превышающее сопротивление металлических ферромагнетиков. Это практически исключает возникновение

в ферритах вихревых токов при воздействии на них переменных магнитных полей, что в свою очередь позволяет расширить область применения ферритов как магнитного материала в диапазоне частот до сотен мегагерц вместо нескольких десятков килогерц для металлических материалов.

Простые ферриты по ряду свойств уступают смешанным ферритам. Например, большое распространение получили никельцинковые ферриты, представляющие собой твердый раствор магнитного никелевого и немагнитного цинкового ферритов.

На рис. 1.35 представлена тройная диаграмма такого смешанного феррита, показывающая зависимость начальной проницаемости $\mu_{нач}$ от состава. Перспективными являются многокомпонентные ферриты.

Наиболее широко применяют магнитномягкие и магнитотвердые ферриты, ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса, ферриты для устройств СВЧ, ферриты с большой константой магнитострикции.

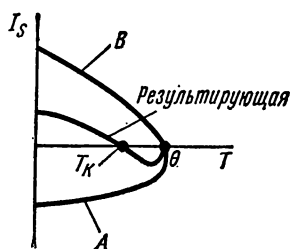


Рис. 1.34. Схематическое изображение зависимости $I_s = f(T)$ подрешеток A (тетраэдр), B (октаэдр) и результирующая кривая для ферритов с точкой компенсации

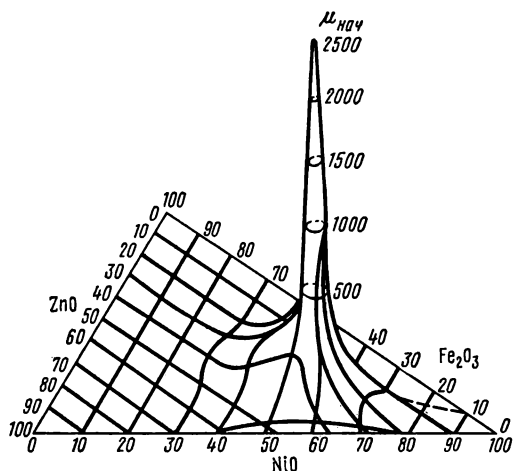


Рис. 1.35. Зависимость начальной проницаемости никельцинкового феррита от состава

* Некоторые ферриты являются диэлектриками.

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

§ 2.1. ОБЩАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ

Магнитным материалом называют материал, применяемый в технике с учетом его магнитных свойств.

Принято выделять две основные группы магнитных материалов — *магнитномягкие* и *магнитнотвердые*; в третью группу включают *материалы специального назначения*, имеющие сравнительно узкие области применения.

Характерными свойствами магнитномягких материалов является их способность намагничиваться до насыщения уже в слабых полях (высокая магнитная проницаемость) и малые потери на перемагничивание.

Магнитнотвердые материалы (материалы для постоянных магнитов) должны обладать возможно большей удельной энергией. Эта энергия тем больше, чем больше остаточная индукция B_r и коэрцитивная сила H_c материала (см. § 2.12). Потери для магнитнотвердых материалов не играют никакой роли, поскольку они намагничиваются лишь один раз (за исключением устройств, в которых постоянный магнит работает в динамическом режиме, например, гистерезисных двигателей).

Процессы намагничивания материалов обеих групп протекают аналогично, но количественное соотношение процессов смещения границ и вращения различно. Процессы смещения границ требуют меньших затрат энергии, чем процесс вращения. В магнитномягких материалах намагничивание происходит в основном за счет смещения границ, а в магнитнотвердых — за счет 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 $H_c \approx 0,4 \text{ а/м}$ (0,005 э), для магнитнотвердых наибольшая $H_c \approx 400 \text{ ка/м}$ (5000 э), т. е. разница между ними в 10^6 раз. Следовательно, магнитномягкие материалы имеют узкую петлю гистерезиса с небольшой коэрцитивной силой, а магнитнотвердые — 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 современных магнитномягких материалов $H_c < 800 \text{ а/м}$ (10 э), для магнитотвердых $H_c > 4 \text{ ка/м}$ (50 э). Внутри этой области практически лежат только устарелые или сугубо специальные материалы. По мере прогресса техники граничная область расширяется в обе стороны.

Термины «магнитномягкий» и «магнитотвердый» не являются характеристикой 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), ферриты для СВЧ, магнитострикционные, термоманитные материалы 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 — это железо, получаемое в мартеновских или электрических печах и содержащее ограниченное количество примесей. К этой группе относятся низкоуглеродистая электротехническая сталь, электролитическое и карбонильное железо.

Технически чистое железо является дешевым и технологичным материалом, хорошо штампуются и обрабатывается на всех металло-режущих 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 достоинствам 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, обычно легированные молибденом, хромом и некоторыми другими элементами.

Основное достоинство 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 достоинства по сравнению с ферритами заключаются в более высокой стабильности свойств и в хорошей воспроизводимости характеристик, а недостатком является более низкое значение магнитной проницаемости. Появление ферритов значительно ограничило применение магнитодиэлектриков.

Некоторые характеристики промышленных магнитномягких материалов

Название материалов	$\mu_{нач}$	μ_{max}	$H_c, а/м$	B_s в поле H_s	$\rho, ом \cdot м$	Ориенти- рующая стой- мость 100 кг материала, руб.
Технически чистое желе- зо	250	3500—4500	40—100	2,18 тл, $H_s = 500 а/см^{***}$	10^{-7}	15—35
Электротехническая сталь	200—600	3000—8000	10—65	1,95—2 тл, $H_s = 300 а/см$	$6 \cdot 10^{-7}—2,5 \cdot 10^{-7}$	20—70
Пермаллой: низконикелевые (~40—50 % Ni) . . . высоконикелевые (~79% Ni)	2000—4000 15000—35000	15000—60000 70000—200000	5—32 0,8—4	1,3—1,6 тл 0,7—0,75 тл	$4,5 \cdot 10^{-7}—9 \cdot 10^{-7}$ $5 \cdot 10^{-7}—6,5 \cdot 10^{-7}$	280—310 450—500
Ферриты: никельцинковые . . . марганеццинковые . .	10—2000** 700—6000**	40—7000 2000—10000	1700—8 6—25	0,14—0,26 тл, $H_s = 800 а/м$ 0,4—0,35 тл, $H_s = 800 а/м$	$10^8—10^7$ 20—0,1	400* 2000*
Магнитодиэлектрики: альсифер карбонильное железо	20—65 5—15	— —	— —	— —	— —	1350* 700*

*Стоимость 100 кг изделий средней степени сложности.

** При $f=100$ кГц.

*** По ГОСТ 7663—55, вместо а/см нужно применять га/м.

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 (пермен-дьюры).

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. гистерезисная петля 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 вес 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, 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 вес 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 существуют 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 магнитномягким 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 обжать 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. § 2.16). 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 и сера.

Кроме химического состава, значительное влияние на магнитные свойства железа оказывает его структура, особенно величина зерна **. Искривления кристаллической решетки, а также концентрация примесей на границах зерен затрудняют процессы смещения границ доменов 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.

* В стандартах на магнитные материалы (ГОСТ 3836—47) термин «железо» заменен названием «низкоуглеродистая электротехническая сталь».

** Зерно — деформированный кристалл округлой формы.

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% [2.2]. Внутренние напряжения снимаются отжигом после обработки деталей.

Магнитные свойства тонких листов железа (меньше 0,5—1 мм), как уже отмечалось, обычно хуже 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, армо-железо*, электролитическое и карбонильное железо.

Низкоуглеродистая электротехническая сталь и армо-железо по существу не имеют различия. Разница между ними заключается в том, что первая изготавливается как тонколистовая (ГОСТ 3836—47) и сортовая (ЧМТУ 2900—56), а армо-железо используют обычно в виде поковок, полос, прутков и т. п., нормированных по размерам только согласно местным условиям.

Иногда разделение этих сплавов на сталь и железо производят на основе технологических особенностей их изготовления, что является условным.

В соответствии с ГОСТом сталь низкоуглеродистая электротехническая 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. Листы поставляют потребителю в отожженном состоянии.

Магнитные свойства материала приведены в табл. 2.2, кривая намагничивания — на рис. 2.1.

Сортовую сталь изготавливают согласно ЧМТУ 2900—56 марки Э в виде прутков круглого, квадратного и шестигранного сечения, а также полос. Из магнитных свойств нормируется только коэрцитивная сила [$H_c \leq 100$ а/м (1,25 э)].

Изделия из железа для получения высоких магнитных свойств подвергают окончательному (повторному) отжигу. Его можно не проводить лишь в том случае, если для работы устройства существенными являются свойства в сильных полях, а значения коэрцитивной силы и проницаемостей в слабых и средних полях не играют роли.

* Название складывается из первых букв фирмы «American Rolling Mill Company», начавшей выпускать этот материал.

**Магнитные свойства низкоуглеродистой
электротехнической тонколистовой стали (ГОСТ 3836—46)**

Марка стали	H_c (не более), a/m	μ_{max} (не менее)
Э	96	3500
ЭА	80	4000
ЭАА	64	4500

ГОСТ 3836—47 рекомендует отжиг при температуре $900^\circ C$ в течение 2 ч без доступа воздуха с медленным охлаждением до $600^\circ C$.

Применяя более сложные виды термической обработки, например повторные отжиги или рафинирующие отжиги в водороде, можно существенно улучшить магнитные свойства железа.

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 ($H_c \approx 160—640 a/m$). После переплавки в вакууме и многократных отжигов электролитическое железо характеризуется следующими магнитными свойствами: $\mu_{нач} = 500$; $\mu_{max} = 15\,000$; $H_c = 30 a/m$, что в несколько раз лучше, чем у армко-железа.

Ввиду высокой стоимости электролитическое железо применяют редко.

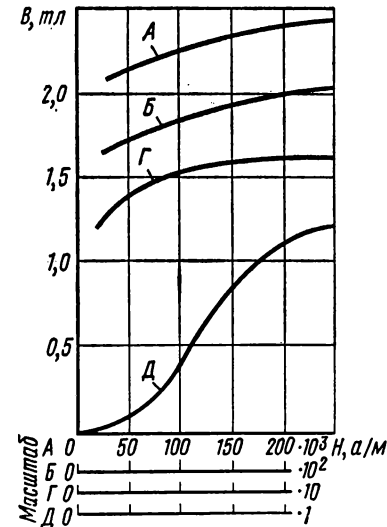


Рис. 2.1. Кривая намагничивания армко-железа

Карбонильное железо получают посредством термического разложения пентакарбида железа $Fe(CO)_5$. 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: $\mu_{нач} = 2000—3000$; $\mu_{max} = 20\,000—21\,500$; $H_c = 6,4 a/m$, что намного выше свойств армко-железа.

Карбонильное железо широко применяют в качестве ферро-

магнитной фазы магнитодиэлектриков (см. § 2.9), его изготавливают также в виде листов различной толщины.

Иногда вместо технически чистого железа в электропромышленности используют углеродистые и легированные стали с содержанием 0,1—0,4% углерода. 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, приводит к увеличению удельного сопротивления.

На магнитные свойства чистейшего железа кремний влияет отрицательно. Однако магнитные свойства технически чистого железа при легировании его кремнием улучшаются: возрастают начальная и максимальная проницаемости, уменьшаются коэрцитивная сила и потери на гистерезис, существенно улучшается стабильность свойств

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 свыше 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°.

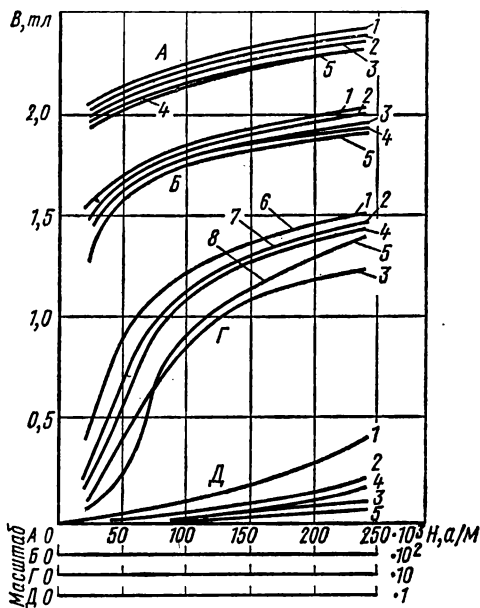


Рис. 2.2. Кривые намагничивания малоуглеродистых и низколегированных сталей после отжига при 750—900° С:

1 — сталь 10, горячекатаная; 2 — сталь 20, горячекатаная; 3 — сталь 30, горячекатаная; 4 — сталь Cr-Cu-Si низколегированная, горячекатаная; 5 — сталь маломарганцевая, горячекатаная; 6 — $H_0=165$ а/м; 7 — $H_0=280$ а/м; 8 — $H_0=430$ а/м

Кроме того, кремний несколько снижает индукцию насыщения B_s , что является желательным. 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 удастся.

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 железкремнистого сплава представляет собой объемноцентрированный куб, для которого направлениями легкого намагничивания являются его ребра, а самому трудному намагничиванию 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.

* Goss, Frans. Am. Soc. Met, 1935, № 23, p. 511—514.

** Незначительное упорядочение кристаллитов и связанная с этим анизотропия свойств наблюдаются и при горячей прокатке.

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 ($1100\text{—}1500^{\circ}\text{C}$).

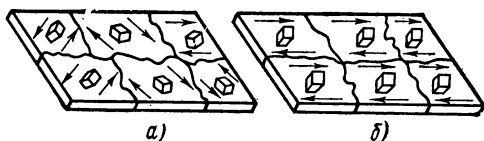


Рис. 2.3. Схематическое изображение расположения кристаллов относительно направления прокатки:

а — горячекатаная сталь; б — холоднокатаная сталь с ребровой текстурой рекристаллизации

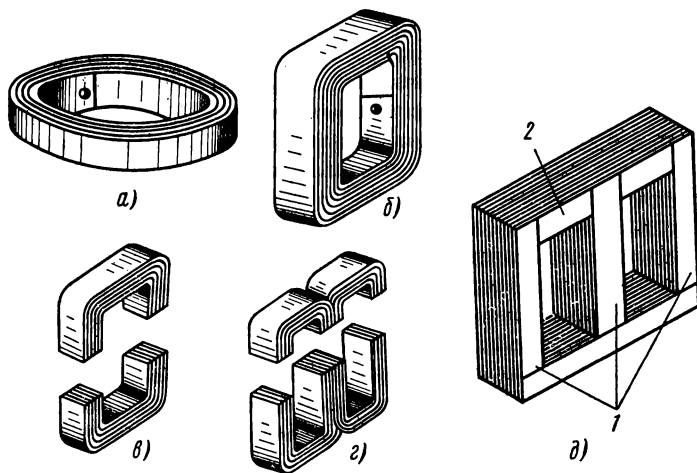


Рис. 2.4. Схематическое изображение магнитопроводов трансформаторов для текстурованных материалов:

а, б — сплошные ленточные сердечники; в, г — разрезные ленточные сердечники; д — сборный комбинированный магнитопровод (1 — стержни из текстурованного материала; 2 — яро из горячекатаной изотропной стали)

В результате усложнения технологического процесса текстурованная сталь дороже горячекатаной стали того же состава при 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 ядро — из горячекатаных сталей. Схематическое изображение различных магнитопроводов представлено на рис. 2.4.

Для магнитопроводов электрических машин с круговой формой статора и ротора выполнение требования параллельности направлений намагничивания и прокатки значительно труднее. Наиболее рациональным решением в этом случае является применение *малотекстурованных сталей*, которые по сравнению с горячекатаными сталями об-

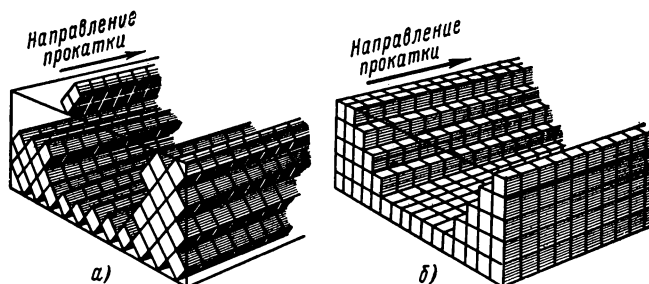


Рис. 2.5. Схематическое изображение расположения кристаллов относительно направления прокатки:

а — для материала с ребровой текстурой; б — для материала с кубической текстурой

ладают 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 пермаллоев с кубической текстурой, например 50НП).

* В. Н. Горбачев, Б. В. Молотиллов, В. В. Соснин. Трансформаторная сталь с кубической текстурой [2.9].

Электротехнические стали выпускают в соответствии с двумя стандартами: сталь электротехническую тонколистовую (ГОСТ 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. Она используется 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.

* Всего по ГОСТ 802—58 и ГОСТ 9925—61 предусмотрены стали 31 марки.

**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 напря- женности магнитного поля в а/см, тл					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 тл, для марок Э3100, Э3200—0,16 тл.

3. Число после буквы «В» означает напряженность поля в а/см, при которой задана индукция; числа после буквы «Р» означают: первое—индукцию в тл, второе—частоту, при которой заданы потери.

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.

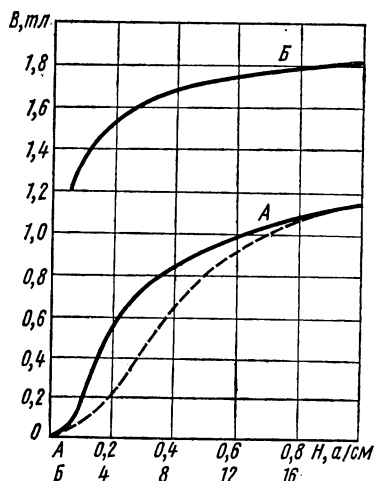


Рис. 2.6. Кривые намагничивания стали Э330 (в постоянном поле — сплошные линии; в переменном поле при частоте $f=50$ гц — пунктирная линия)

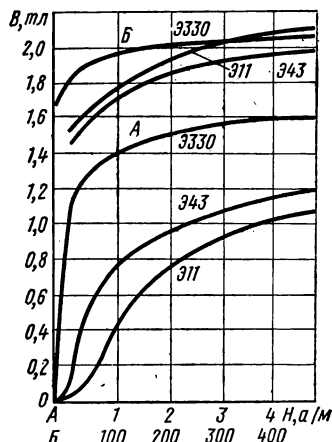


Рис. 2.7. Кривые намагничивания сталей Э11, Э43, Э330 (следует читать $H, \text{а/см}$)

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 иллюстрируется рис. 2.6. В сильных полях кривые практически совпадают, а в слабых и в средних существенно различаются.

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,

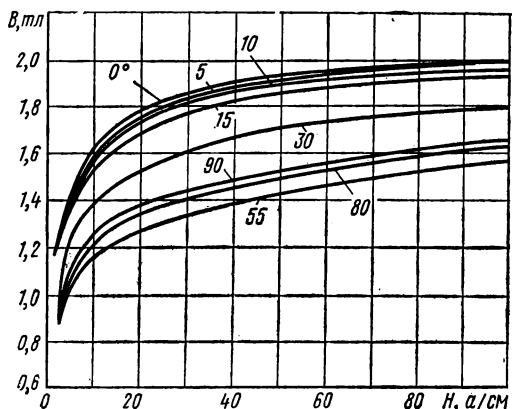


Рис. 2.8. Кривые намагничивания стали Э320, снятые на образцах, вырезанных под разными углами к направлению прокатки

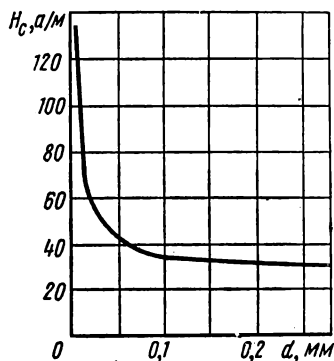


Рис. 2.9. Зависимость коэрцитивной силы от толщины трансформаторной стали при температуре $t^{\circ}=20^{\circ}\text{C}$

которые зависят от химического состава, толщины листа, амплитуды индукции, частоты перемагничивания и микроструктуры стали, обусловленной режимом термической обработки.

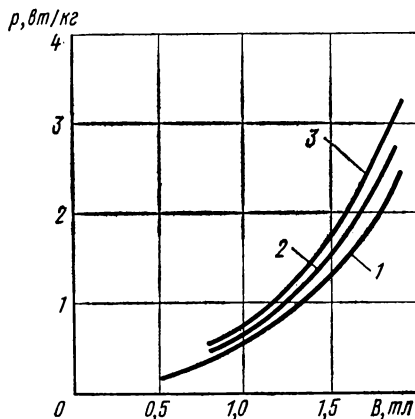


Рис. 2.10. Зависимость удельных потерь от магнитной индукции для текстурованных сталей с $d=0,35\text{ мм}$:
1 — Э330; 2 — Э320; 3 — Э310

го потока величина удельных потерь возрастает, достигая максимума при 55° .

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 $f=50\text{ гц}$), 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 приблизительно одинаковый характер. На рис. 2.10 показана такая зависимость для текстурованных сталей.

При изменении угла между направлениями прокатки и магнитного

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 доля потерь на вихревые токи, тем 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.

ТАБЛИЦА 2.4

Электромагнитные свойства электротехнической стали, предназначенной для работы в средних полях при повышенной частоте (400 гц)
По данным ГОСТ 802—58

Марка стали	Тол- щина листа, мм	Магнитная индукция, тл при напряженности поля, а/см			Удельные потери, вт/кг		Удельное электро- сопротив- ление мком·м
		B5	B10	B25	P0,75/400	P1,0/400	
		не менее			не более		
Э44	0,35	1,21	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	Тол- щина ленты, мм	Магнитная индукция, тл при напряжен- ности магнитного поля, а/см						Коэр- зитив- ная сила, а/см	Удельные по- тери, вт/кг		Удель- ное сопро- тивле- ние, 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	0,65	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

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 марки 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 полях повышенной частоты, приведены в табл. 2.4.

ТАБЛИЦА 2.5

**Электромагнитные свойства электротехнической стали,
предназначенной для работы в слабых и средних полях**
(по данным ГОСТ 802—58 и ГОСТ 9925—61)

а) Для работы в слабых полях

Марка стали	Толщина листа, мм	Магнитная индукция, мтл при напряженности поля, а/см			Удельное электросопротивление, 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

б) Для работы в средних полях

Марка стали	Тол- щина листа, мм	Магнитная индукция, тл при напряженности поля, а/см										Удель- ное элек- тро- сопро- тивле- ние, мком·м
		В0,03	В0,05	В0,1	В0,2	В0,5	В0,7	В1	В2	В5	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	0,0550	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	0,018	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. Сталь марок Э370 и Э380 выпускают и в рулонах (ГОСТ 9925—61).

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. Для работы в слабых полях предназначены стали Э45 и Э46; в средних полях — Э47, Э48, Э370, Э380. Толщина ленты в рулонах или листов — 0,20; 0,35 и 0,50 мм.

Электромагнитные свойства этих материалов приведены в табл. 2.5, кривые намагничивания основных марок сталей — на рис. 2.11 и 2.12.

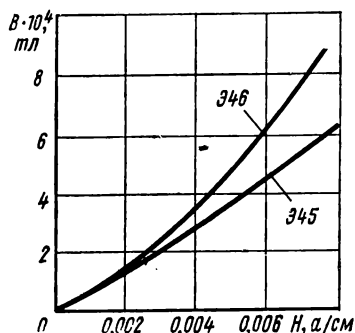


Рис. 2.11. Кривые намагничивания при постоянном токе сталей Э45 и Э46

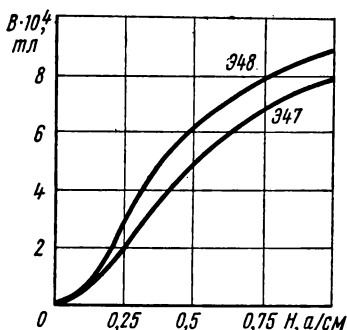


Рис. 2.12. Кривые намагничивания при постоянном токе сталей Э47, Э48

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.

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.

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.

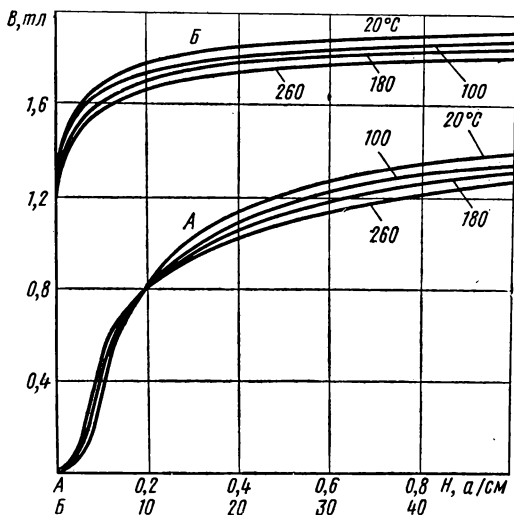


Рис. 2.13. Кривые намагничивания стали Э330 вдоль направления прокатки при разных температурах

На рис. 2.13 приведены зависимости магнитных свойств стали от температуры.

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 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. 2.14 приведена зависимость увеличения потерь на гистерезис P_r при штамповке от ширины кольца l_k .

Магнитные свойства могут быть в значительной степени восстановлены путем проведения повторного отжига.

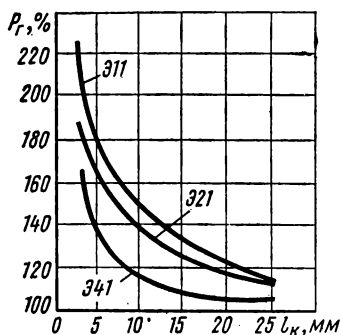


Рис. 2.14. Зависимость увеличения потерь на гистерезис при штамповке от ширины кольца

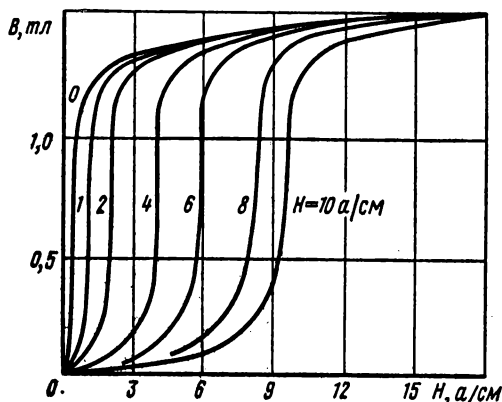


Рис. 2.15. Кривые намагничивания стали Э43 с толщиной листа 0,35 мм, снятые при одновременном действии переменного (при $f=50$ гц) и постоянного полей

Значительный интерес представляют кривые намагничивания электротехнических сталей, получаемые при действии переменного поля с одновременным наложением постоянного поля. На рис. 2.15 приведены кривые, полученные в этих условиях, для стали марки Э43.

§ 2.6. ПЕРМАЛЛОИ

Пермаллои представляют собой, как уже отмечалось, сплавы железа с никелем, обычно легированные молибденом, хромом, медью, кремнием и другими элементами. Они обладают более высокими магнитными свойствами в слабых полях, чем электротехнические стали.

На рис. 2.16 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 легком или трудном направлениях, 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 обработку для классического пермаллоя можно заменить одинарной, заключающейся в высокотемпературном отжиге при 1300 °С в чистом сухом водороде и длительном отпуске при 400—500 °С.

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.

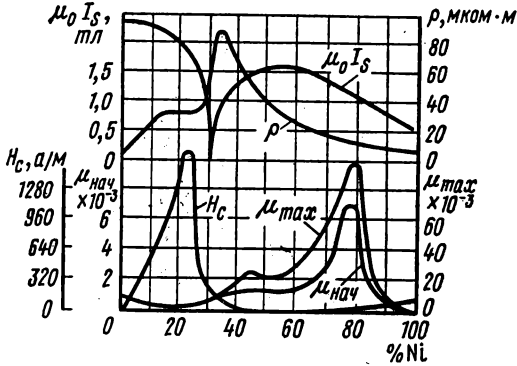


Рис. 2.16. Зависимость свойств железоникелевых сплавов от содержания никеля

ТАБЛИЦА 2.6

Свойства нелегированных высоконикелевого и низконикелевого пермаллоев [2.2]

Ni, %	$\mu_{нач}$	μ_{max}	H_c , а/м	B_s , тл	ρ , мКом·м	Термическая обработка
50	2000—3200	50 000— 60 000	6	1,55	0,5	Отжиг 1000—1200° С
78,5	7000—14000	100 000—200 000	2	1,05	0,25	Двойная (пермаллоевая)

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 электросопротивление 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 магнитные 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 § 2.18);

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%) *.

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	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	Вакуум	1100—1150	3—6	До 400°С со скоростью 100 град/ч, далее на воздухе
76НХД	Вакуум	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.

* 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	$\mu_{нач}$	μ_{max}	$H_0, \text{а/м}$	$B_s, \text{тл}$	$\rho, \text{мком} \cdot \text{м}$
			не менее		не более	не менее	
45Н	Холоднокатанные ленты {	0,02—0,04	1700	16 000	32	1,5	0,45
		0,05—0,08	1800	18 000	24		
		0,10—0,18	2000	20 000	24		
		0,20—0,30	2500	23 000	20		
		0,35—2,50	2800	25 000	16		
	Горячекатаные листы	3—22	2000	18 000	24		
	Прутки	8—10	2000	18 000	24		
50Н	Холоднокатанные ленты {	0,02—0,04	1800	20 000	24	1,5	0,45
		0,05—0,08	2000	20 000	20		
		0,10—0,18	2300	25 000	16		
		0,20—0,30	2600	30 000	12		
		0,35—0,50	3000	35 000	10		
		0,55—1,0	3000	30 000	12		
		1,1—2,5	2800	25 000	13		
	Горячекатаные листы	3—22	2500	20 000	24		
	Прутки	8—100	2500	20 000	24		
50Н-У *	Холоднокатанные ленты {	0,10—0,18	3000	30 000	14	1,5	0,45
		0,20—0,30	3500	35 000	12		
		0,35—0,50	4000	45 000	10		
		0,55—1,0	4000	40 000	10		
		1,1—2,5	3000	35 000	12		
50НХС	Холоднокатанные ленты {	0,02—0,04	1500	15 000	20	1,0	0,90
		0,05—0,08	2000	20 000	16		
		0,10—0,18	2500	25 000	13		
		0,20—0,30	3000	28 000	10		
		0,35—0,50	3200	30 000	8		
		0,55—1,0	3000	20 000	10		
79НМ	Холоднокатанные 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		

Марка сплава	Вид продукции	Толщина или диаметр, мм	$\mu_{\text{нач}}$	$\mu_{\text{тах}}$	$H_c, \text{ а/м}$	$B_s, \text{ тл}$	$\rho, \text{ мком}\cdot\text{м}$
			не менее		не более	не менее	
79НМ-У	Холоднокатанные 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	Холоднокатанные 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		
		1,1—2,5	25 000	150 000	1,2		
	Горячекатаные листы	3—22	20 000	70 000	3,2		
	Прутки	8—100	20 000	70 000	3,2		
76НХД	Холоднокатанные 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		

Пр и м е ч а н и е. Свойства сплавов марок 50НП, 65НП, НКМП приведены в § 2.18.

* Сплавы с улучшенными свойствами обозначают дополнительно буквой «У».

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), рекомендуемые стандартом, приведены в табл. 2.7.

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 тл). Стандарт рекомендует применять этот сплав для сердечников междуламповых и малогабаритных силовых трансформаторов, дросселей, реле и деталей магнитных це-

пей, 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 $-60 \div +60^\circ\text{C}$.

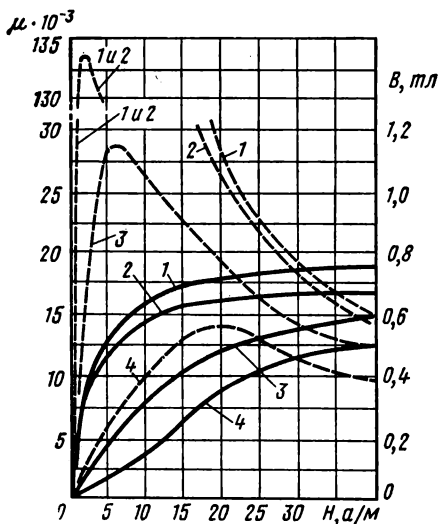


Рис. 2.17. Кривые намагничивания (сплошные линии) и магнитной проницаемости (пунктирные линии) в слабых полях для промышленных железоникелевых сплавов:

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

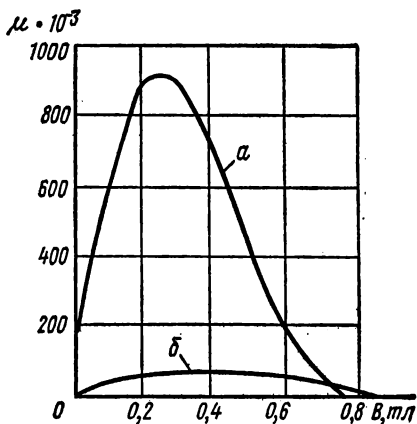


Рис. 2.18. Кривые проницаемости листового супермаллоя толщиной 0,35 мм (а) и пермаллоя 79НМ (б)

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.

Кроме рассмотренных марок пермаллоев, в технике применяют и некоторые другие железоникелевые сплавы.

Большой интерес представляет так называемый супермаллой, имеющий 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 про-

изводят в атмосфере азота или гелия. Термообработка состоит из отжига при 1300°C в атмосфере чистого водорода и охлаждения с определенной скоростью, которая обеспечивает получение наилучших магнитных свойств.

Отношение значений проницаемости супермаллоя и пермаллоя 79НМ составляет 5—10 в полях до 0,4—0,5 тл. При индукции 0,7—0,8 тл проницаемость супермаллоя резко понижается и становится меньше, чем проницаемость молибденового пермаллоя или железа. Магнитные свойства супермаллоя (средние данные): $\mu_{\text{нач}} = 100\,000$;

$\mu_{\text{max}} = 600\,000 - 1\,500\,000$;
 $H_c = 0,3 \text{ а/м}$; $B_s = 0,79 \text{ тл}$.

На рис. 2.17 приведены кривые намагничивания и магнитной проницаемости некоторых марок пермаллоя, на рис. 2.18 — кривые проницаемости листового супермаллоя и пермаллоя 79НМ.

Рассмотренные ранее магнитные свойства пермаллоев относятся к постоянным магнитным полям.

Часто пермаллой применяют в переменных маг-

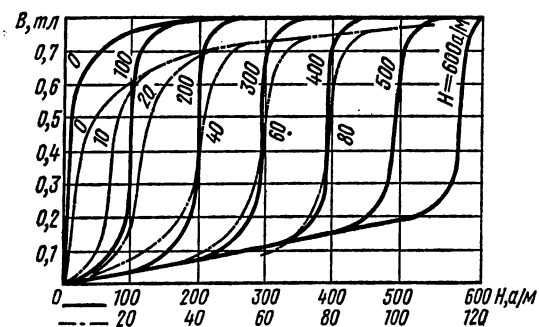


Рис. 2.19. Кривые намагничивания пермаллоя 80НХС, снятые при одновременном действии переменного (при $f = 50 \text{ Гц}$) и постоянного полей

нитных 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. 2.19 приведены кривые намагничивания пермаллоя 80НХС при одновременном действии переменного и постоянного полей.

Недостатками пермаллоев являются их относительно высокая стоимость (см. табл. 2.2), 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.

Например, кольцеобразные пермаллоевые сердечники после отжига помещают в защитные каркасы (рис. 2.20) из пластмассы или алюминия, что предохраняет их от механических нагрузок, возникающих при наложении обмоток, и от других причин. Пространство между сердечником и стенками каркаса заполняют эластичными смазками, например ЦИАТИМ-201.

При попытке найти заменители пермаллоев, свободные от указанных недостатков, были получены сплавы железо-алюминий без третьего или с третьим компонентом.

Тройным сплавом такого рода является альсифер, 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: $\mu_{нач} = 35400$; $\mu_{max} = 117000$; $H_c = 1,76 \text{ а/м}$, т. е. не уступает пермаллоям [2.2]. Однако максимум магнитных свойств альсифера соответствует очень точному соблюдению состава, что можно обеспечить только для лабораторных образцов. Промышленный альсифер имеет средние значения начальной проницаемости $\mu_{нач} = 6000—7000$ (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. § 2.9).

К двойным сплавам алюминий-железо относятся, например, алфенол (16% Al) и терменол (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.

Алфенол 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 алфенола тем, что содержит хром, улучшающий пластичность. Для 16ЮХ $\mu_{нач} = 15\,000$, $\mu_{max} = 140\,000$, удельное сопротивление в три раза больше, чем у молибденового пермаллоя.

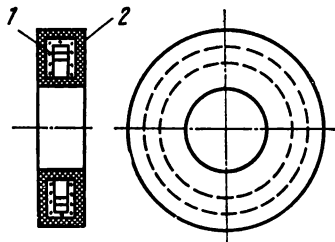


Рис. 2.20. Кольцевой пермалловый сердечник (1) в защитном каркасе (2)

§ 2.7. ТЕХНОЛОГИЯ ПРОИЗВОДСТВА ФЕРРИТОВ

Ферриты можно изготовить различными способами. Однако промышленностью освоена пока только керамическая технология. В зависимости от получения смеси окислов различают следующие методы: *смещения окислов, термического разложения солей, совместного осаждения гидроокисей или углекислых солей и комбинированный.*

Наиболее простым является метод смешения окислов

(рис. 2.21, 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 вибромельницах *, в которых сырье размельчается и тщательно перемешивается до получения однородной массы.

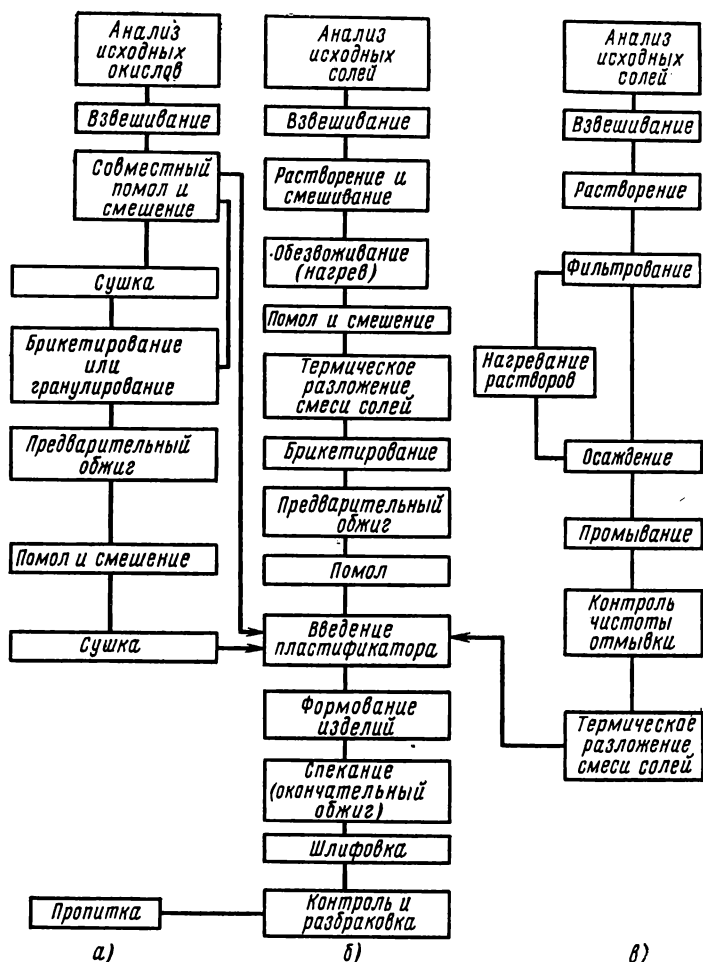


Рис. 2.21. Схема технологического процесса изготовления ферритов различными методами

а — смешением окислов; б — термическим разложением солей; в — совместным осаждением гидроокисей или углекислых солей

* Можно применять шаровые мельницы, но это значительно удлинит процесс.

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 используется для получения изделий.

Формование изделий из ферритов производят прессованием в стальных формах, выдавливанием стержней, трубок через мундштук и значительно реже вытачиванием 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. Наиболее часто для этой цели применяют водный раствор поливинилового спирта, воду, реже — парафин, а в массе для протяжки — декстрин. После введения пластификатора масса тщательно перемешивается и поступает на формовку.

Формование изделий осуществляют с помощью гидравлических автоматических или полуавтоматических прессов при давлении до $2 \cdot 10^2 \text{ мкн/м}^2$ (2 Т/см^2), а в случае применения в качестве пластификатора парафина — до $3 \cdot 10^2 \text{ мкн/м}^2$ (3 Т/см^2).

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°C , 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. 2.21, б) обеспечивается контроль процесса образования окислов.

Исходными материалами в данном случае являются не окислы, а серноокислые 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 ферритов совпадает с методом смешения окислов.

Метод термического разложения солей дает улучшенную воспроизводимость 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. 2.21, 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 достоинством 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 ферриты 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 микротороидов 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 посредством абразивных инструментов из синтетических ал-

мазов. 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. связки 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 5/6 весовых частей парафина и 1/6 части 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.

§ 2.8. 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 (обозначения различных марок ферритов даны в приложении 2).

Несмотря на то, что ферриты являются высокочастотными магнитными материалами, в нормальных условиях обычно указывают и их статические характеристики.

В табл. 2.9 приведены параметры петель гистерезиса некоторых марок ферритов. Из таблицы видно, что ферриты обладают низкой индукцией насыщения по сравнению с металлическими магнитными материалами, поэтому в сильных полях применять их невыгодно. Однако следует учесть, что в переменных полях высокой частоты ферриты благодаря отсутствию размагничивающего действия вихревых токов могут иметь более высокую индукцию, чем металлические материалы.

Параметры петли гистерезиса некоторых марок ферритов

Марка материала	При $H=80$ а/м			При $H=800$ а/м		
	B , тл	B_r , тл	H_c , а/м	B , тл	B_r , тл	H_c , а/м
6000НМ	0,3	0,13	6,4	0,355	0,135	6,4
4000НМ	0,32	0,12	9,6	0,38	0,14	11,2
3000НМ	0,32	0,095	8,8	0,37	0,1	9,6
2000НМ	0,29	0,08	12,9	0,39	0,1	16,8
2000НМ1	0,22	0,08	16	0,34	0,15	20,8
1500НМ2	0,25	0,064	14,4	0,33	0,086	21,6
1500НМ3	0,25	0,074	16	0,38	0,1	20,8
1000НМ3	0,176	0,08	20	0,258	0,08	20
700НМ	0,124	0,006	4,8	0,4	0,03	25,6
2000НН	0,2	0,06	8,8	0,26	0,06	8,8
1000НН	0,14	0,052	18,4	0,28	0,083	29,6
600НН	0,16	0,09	28	0,32	0,17	40
400НН	0,059	0,011	14,4	0,2	0,087	68
200НН	0,04	0,003	8	0,19	0,09	96
100НН	0,142	0,11	4	0,36	0,2	67,4
	При $H=800$ а/м			При $H=4000$ а/м		
150ВЧ	0,27	0,13	200	0,35	0,17	240
100ВЧ	0,265	0,116	240	0,365	0,165	304
50ВЧ2	0,19	0,09	304	0,31	0,2	448
30ВЧ2	0,068	0,014	200	0,29	0,16	720
20ВЧ	0,04	0,004	88	0,138	0,046	660
300НН	0,266	0,1	96	0,3	0,13	96

Марка материала	При $H=800$ а/м			При $H=4000$ а/м		
	B , тл	B_r , тл	H_c , а/м	B , тл	B_r , тл	H_c , а/м
200НН2	0,36	0,25	80	0,4	0,25	88
150НН1	0,34	0,29	68	0,4	0,29	80
90НН	0,32	0,27	22	0,38	0,29	220
60НН	0,35	0,28	320	0,425	0,3	320
55НН	0,18	0,12	368	0,33	0,24	540
35НН	0,16	0,13	660	0,34	0,28	720
10ВЧ1	0,015	0,001	28	0,14	0,078	1680

В переменных полях обычно для ферритов, 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 начальной магнитной проницаемости $\alpha \mu_{\text{нач}}$, рабочую температуру t_p , обратимую магнитную проницаемость $\mu_{\text{обр}}$ при заданных условиях и 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 $\operatorname{tg} \delta$ и критическая частота $f_{\text{кр}}$. Экспериментально установлено, что в некоторой области изменения поля от нуля и выше (область Релея, определяемая обычно десятками долями а/м) выражение для общего тангенса угла потерь в зависимости от f и H можно представить следующим образом:

$$\operatorname{tg} \delta = \delta_r H + \delta_v f + \delta_d, \quad (2.1)$$

где δ_r , δ_v , δ_d — коэффициенты потерь соответственно на гистерезис, отнесенные к единице напряженности поля, на вихревые токи, отнесенные к единице частоты, и на дополнительные потери.

Для ферритов составляющая потеря на вихревые токи практически ничтожно 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 (2.1). Одновременно резко уменьшается магнитная проницаемость, что иллюстрируется на рис. 2.22 зависимостями $\operatorname{tg} \delta = \varphi(f)$ и $\mu = \varphi(f)$ для ферритов различных марок.

Частоту, при которой начинается резкое возрастание тангенса угла потерь, называют критической.

Для определенности ввели понятия критической частоты $f'_{кр}$, при которой $\operatorname{tg} \delta = 0,1$, и критической частоты $f''_{кр}$, при которой $\operatorname{tg} \delta = 0,02$. Причины резкого возрастания $\operatorname{tg} \delta$ и уменьшения магнитной проницаемости с ростом частоты весьма сложные и объясняются главным

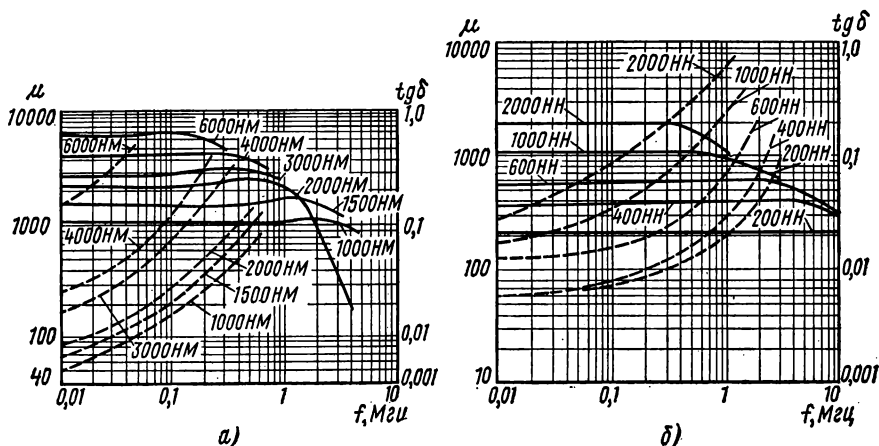


Рис. 2.22. Зависимости магнитной проницаемости μ (сплошные линии) и тангенса угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ (пунктирные линии) от частоты для некоторых марок ферритов (обозначения у кривых — марки ферритов):

а — Mn—Zn; б — Ni—Zn

образом релаксационными, а иногда и резонансными явлениями. Установлено, что чем выше начальная проницаемость, тем меньше граничная частота (см. рис. 2.22).

Во многих случаях вместо $\operatorname{tg} \delta$ удобнее использовать относительный тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_{нач}$.

Величины $\operatorname{tg} \delta / \mu_{нач}$ и $f_{кр}$ для различных марок ферритов указаны в табл. 2.10.

На рис. 2.23 приведены зависимости $\operatorname{tg} \delta$ и μ от амплитуды напряженности синусоидального магнитного поля H_{max} для ферритов различных марок. Из кривых видно, что чем выше начальная проницаемость *, тем больше зависит μ от величины поля. С увеличением напряженности поля возрастают $\operatorname{tg} \delta$ и нелинейные искажения, вызываемые гистерезисными явлениями.

* В марках ферритов начальная проницаемость соответствует числу перед буквами.

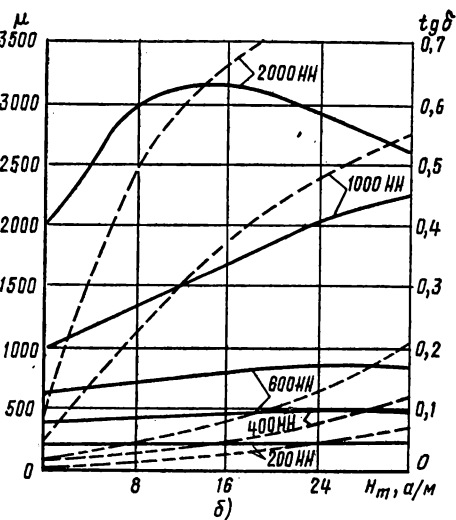
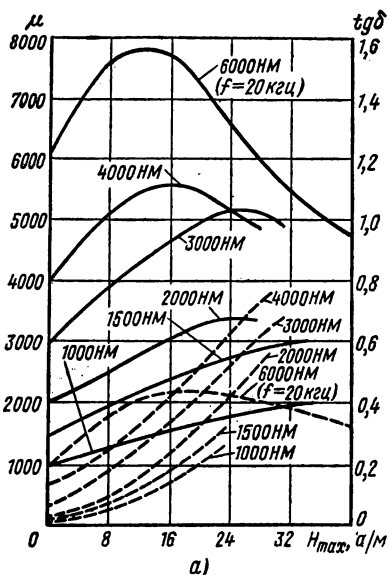


Рис. 2.23. Зависимости магнитной проницаемости μ (сплошные линии) и тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ (пунктирные линии) от напряженности переменного магнитного поля H_{max} при частоте $f=100$ кГц (для 6000NM при $f=20$ кГц) для некоторых ферритов (обозначения у кривых — марки ферритов):
а — Mn-Zn; б — Ni-Zn

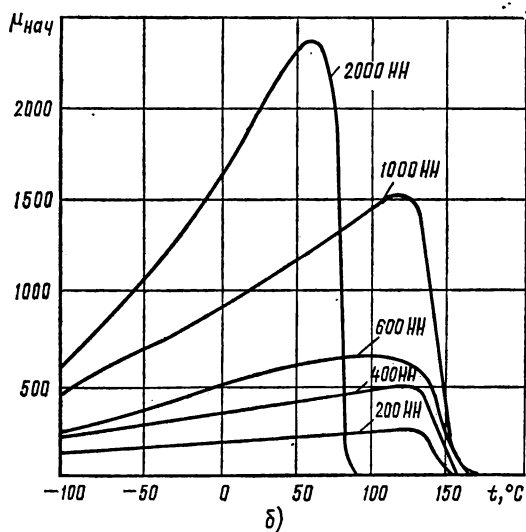
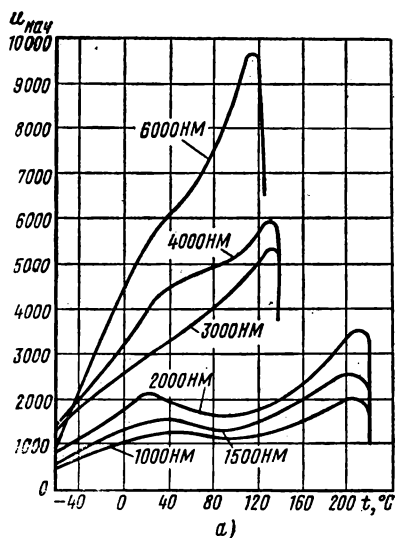


Рис. 2.24. Температурные зависимости начальной магнитной проницаемости (обозначения у кривых — марки ферритов):
а — Mn-Zn; б — Ni-Zn

Относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости α_μ и рабочая температура t_p . Большая зависимость свойств ферритов от температуры по сравнению с другими высокочастотными магнитными материалами, особенно по сравнению с магнитоэлектриками (см. § 2.9), объясняется низкой точкой Кюри ферритов. Для некоторых ферритов Θ меньше 100 °С. Известно, что при температурах ниже точки Кюри, но близких к ней, имеют место значительные изменения проницаемости и других магнитных свойств. Зависимости $\mu_{\text{нач}} = f(t)$ для некоторых марок ферритов представлены на рис. 2.24.

Для оценки температурных изменений проницаемости используют температурный коэффициент магнитной проницаемости ТК μ , который для заданного диапазона температур $(t_2 - t_1)$ определяют по формуле *

$$\text{ТК}\mu = \frac{\mu_{t_2} - \mu_{t_1}}{\mu_{t_1} (t_2 - t_1)}, \quad (2.2)$$

и относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости

$$\alpha_\mu = \frac{\text{ТК}\mu}{\mu_{t_1}} = \frac{\mu_{t_2} - \mu_{t_1}}{\mu_{t_1}^2 (t_2 - t_1)}. \quad (2.3)$$

При этом в выражения (2.2) и (2.3) можно подставлять различные значения μ (начальную, максимальную, обратимую и т. п.).

Значения $\alpha_{\mu_{\text{нач}}}$ для разных марок ферритов приведены в табл. 2.10, откуда видно, что лучшую температурную характеристику проницаемости имеют марганеццинковые ферриты; температурные свойства никельцинковых ферритов значительно хуже. Для уменьшения α_μ используют технологические и конструктивные методы. Технологический метод состоит во введении небольших добавок некоторых веществ (например, СоО), 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.

Рабочей температурой t_p называют такую температуру, при которой проницаемость составляет 80% от номинального значения при 20 °С.

Рабочая температура для разных марок ферритов указана в табл. 2.10.

Зависимость обратимой магнитной проницаемости $\mu_{\text{обр}}$ от напряженности подмагничивающего поля. Ферриты характеризуются большой зависимостью обратимой магнитной проницаемости $\mu_{\text{обр}}$ от

* Аналогичным образом вводят понятия температурного коэффициента магнитной индукции, коэрцитивной силы и т. п.

Свойства магнитномягких ферритов

Марка материала	$\mu_{нач}$	μ_{max}	$H, \text{ а/м}$ при μ_{max}	$\alpha_{\mu_{нач}}$ · 10 ⁶ при 20—70° С	$\frac{\text{tg } \delta}{\mu_{нач}}$ · 10 ⁶ при $H, \text{ а/м}$ (не более) 0,8 8	$\frac{f'_{кр'}}{M_{зц}}$ tg $\delta = 0,1$		ρ ом·м	$\Theta, ^\circ\text{С}$ (не ниже)	$\gamma \cdot 10^{-3}$ кг/м ³	$t_p, ^\circ\text{С}$

Марганецинковые

6000НМ	6000 ⁺²⁰⁰ ₋₁₂₀₀	10000	12	0,2 ÷ 1,5	40	60	0,002	0,005	—	0,1	120	5,0	110
4000НМ	4000 ⁺⁸⁰⁰ ₋₅₀₀	7000	16	0,5 ÷ 1,5	35	60	0,1	0,08	—	0,5	140	4,9	110
3000НМ	3000 ⁺⁵⁰⁰ ₋₃₀₀	5200	24	1 ÷ 2	35	60	0,1	0,15	0,015	0,5	140	4,8	110
2000НМ	2000 ⁺⁵⁰⁰ ₋₃₀₀	3500	20	—2 ÷ 4,5	15	45	0,1	0,35	0,06	0,5	200	4,6	180
1500НМ	1500 ⁺²⁰⁰ ₋₃₀₀	3000	32	—1,1 ÷ 7	15	45	0,1	0,5	0,09	0,5	200	4,5	180
1000НМ	1000 ± 200	2000	80	—0,5 ÷ 8,5	15	45	0,1	0,7	0,13	0,5	200	4,5	180
2000НМ1	2000 ⁺⁵⁰⁰ ₋₃₀₀	3500	32	—0,1 ÷ 1,0	15	45	0,1	0,4	0,05	5,0	200	4,6	180
1500НМ2	1500 ⁺²⁰⁰ ₋₃₀₀	3000	32	—0,5 ÷ 0,8	5	15	0,1	1,0	0,35	5,0	200	4,5	180
1500НМ3	1500 ± 300	3000	48	0 ÷ 0,7	5	15	0,1	1,0	0,35	20,0	200	4,5	180
1000НМ3	1000 ± 200	2000	80	0 ÷ 1,0	5	15	—	2,0	0,7	10,0	200	4,4	180
700НМ	700 ± 150	2000	120	0,2 ÷ 1,0	80	—	3	4,0	2,1	20,0	240	4,4	220

Марка материала	$\mu_{нач}$	μ_{max}	$H, \text{ а/м}$ при μ_{max}	$\alpha, \cdot 10^6$ $\mu_{нач}$ при 20—70° С	$\lg \delta, \cdot 10^6$ $\mu_{нач}$ при $H, \text{ а/м}$ (не более)			$f'_{кр'},$ Мгц tg $\delta=0,1$	$f''_{кр'},$ Мгц tg $\delta=0,02$	ρ ом.м	$\Theta, ^\circ\text{C}$ (не ни- же)	$\gamma \cdot 10^{-3}$ кг/м ³	$t_p, ^\circ\text{C}$
					0,8	8	$f',$ Мгц						
Никельцинковые													
2000НН	2000^{+400}_{-200}	7000	12	3	100	300	0,1	0,2	0,005	10	70	5,0	70
1000НН	1000 ± 200	3000	32	5	85	200	0,1	0,4	0,002	20	110	5,0	100
600НН	600^{+200}_{-100}	1600	56	6	25	125	0,1	1,2	0,2	10^2	110	4,8	110
400НН	400^{+100}_{-50}	800	80	5	20	50	0,1	2,0	0,7	10^3	120	4,8	120
200НН	200^{+50}_{-70}	300	160	4	30	65	0,1	3,0	1,0	10^3	120	4,8	120
150ВЧ	150 ± 20	350	640	± 4	135	—	12	25	15	10^4	400	4,8	360
100ВЧ	100 ± 20	280	720	8	135	—	18	35	25	10^4	400	4,8	360
50ВЧ2	50^{+15}_{-6}	1170	800	10	125	—	10	70	35	10^4	450	4,7	430
30ВЧ2	30 ± 5	120	1200	± 35	85	—	5	200	100	10^5	450	4,8	430

Продолжение табл. 2.10

Марка материала	$\mu_{\text{нач}}$	$\mu_{\text{тах}}$	$H, \text{ а/м}$ при $\mu_{\text{тах}}$	$\alpha \cdot 10^6$ при $20-70^\circ \text{C}$	$\frac{\text{tg } \delta}{\mu_{\text{нач}}} \cdot 10^6$ $H=0,8,$ а/м (не более)	$\frac{\text{tg } \delta}{\mu_{\text{нач}}} \cdot 10^6$ при $f,$ МГц		$f'_{\text{кр}}, \text{ МГц}$ $\text{tg } \delta=0,1$		$f''_{\text{кр}}, \text{ МГц}$ $\text{tg } \delta=0,02$	ρ о.м.м	$\Theta, ^\circ \text{C}$ (не ниже)	$\gamma \cdot 10^{-3}$ кг/м^3	$t_p, ^\circ \text{C}$
20ВЧ	20^{+8}_{-2}	50	1600	± 5	300	5		100		65	10^4	450	3,7	430
300НН	300^{+50}_{-20}	600	240	35	35	1		5		3	10^6	120	4,8	110
200НН2	$200+30$	850	80	25	50	3		15		10	10^6	200	4,9	180
150НН1	150^{+10}_{-15}	—	—	—	—	—		35		17	10^5	250	4,9	230
90НН	90^{+5}_{-10}	—	—	—	—	—		60		45	10^6	250	4,9	230
60НН	60 ± 5	540	560	50	200	0,5		55		35	10^8	350	5,0	330
55НН	55^{+15}_{-5}	—	—	—	—	—		65		—	10^6	330	4,0	310
35НН	$35-8$	—	—	—	—	—		120		—	10^6	—	4,8	—
10ВЧ1	10^{+4}_{-1}	40,0	3600	120	1350	150		250		200	10^8	500	4,9	450

напряженности подмагничивающего поля (рис. 2.25). Благодаря незначительному действию вихревых токов зависимость остается неизменной в широком диапазоне частот. Это позволяет применять ферриты, например, в схемах дистанционной настройки, что для других высокочастотных 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.

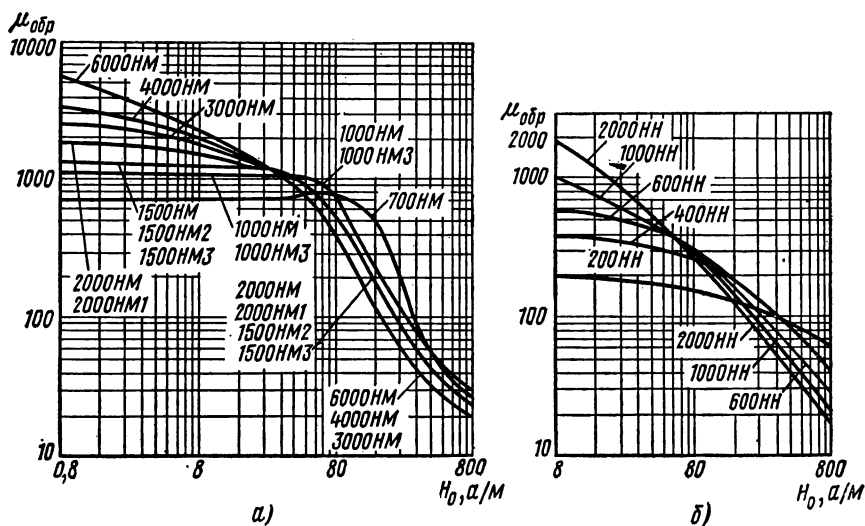


Рис. 2.25. Зависимость обратной проницаемости $\mu_{обр}$ от подмагничивающего поля H_0 ; при $f = 1 \text{ кГц}$ $H_{\text{max}} = 0,8 \text{ А/м}$ (обозначения у кривых — марки ферритов):
а — Mn—Zn; б — Ni—Zn

В электрическом отношении ферриты являются полупроводниками. Удельные сопротивления ρ ферритов, измеренные при постоянном токе, приведены в табл. 2.10. По данным таблицы, у марганеццинковых ферритов ρ значительно меньше, чем у никельцинковых. Это обуславливает уменьшение $f_{кр}$ и ограничивает частотный диапазон применения марганеццинковых ферритов несколькими мегагерцами.

Исследования показали, что в переменных полях эффективная проводимость ферритов определяется не только величиной ρ (токами проводимости σ), но и токами смещения:

$$\sigma_{эфф} = \sigma + \epsilon_0 \epsilon'' \omega, \quad (2.4)$$

где σ — удельная проводимость в постоянных полях;
 ϵ'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости;
 ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;
 ω — угловая частота.

Из выражения (2.4) следует, что $\sigma_{эфф}$ возрастает с ростом частоты. Для некоторых ферритов при $f=10 \text{ МГц}$ $\sigma_{эфф}$ в 5—10 раз больше, чем σ . С увеличением температуры проводимость ферритов увеличивается.

Кроме рассмотренных свойств ферритов, практический интерес представляет стабильность этих свойств во времени. Установлено, что с течением времени проницаемость ферритов падает. Это уменьше-

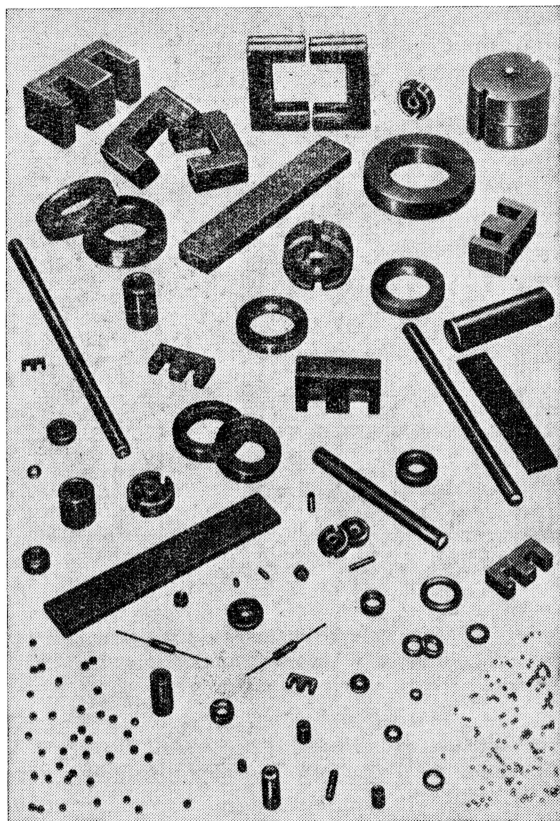


Рис. 2.26. Изделия из магнитномягких ферритов

ние в значительной степени зависит от состава и условий спекания, а также от температуры образца. Ориентировочно можно считать, что начальная магнитная проницаемость замкнутого магнитопровода в течение первого года после изготовления феррита падает на 3%. Дальнейшие изменения незначительны.

Как уже отмечалось, керамическая технология и последующая обработка абразивным инструментом позволяет (см. § 2.7) изготавливать из ферритов детали любой формы. На рис. 2.26 показаны изделия из магнитномягких ферритов — сердечники катушек индуктивности,

дросселей, трансформаторов, антенны для радиовещательных приемников.

Наибольшее применение получили кольцевые, броневые, 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 отсутствии возможности плавной регулировки индуктивности.

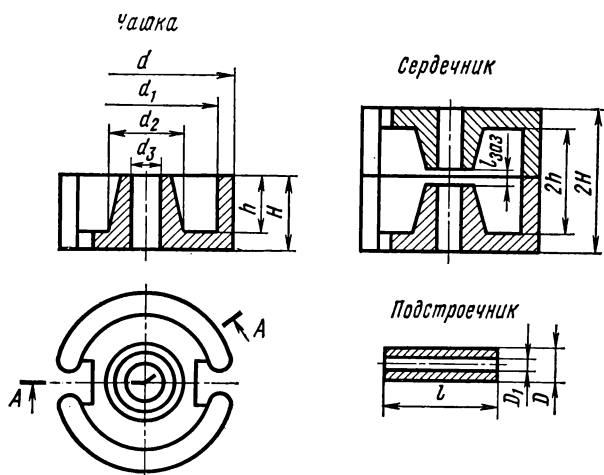


Рис. 2.27. Конструкция броневого сердечника

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 (соответственно).

Броневого сердечник, конструкция которого изображена на рис. 2.27, выполняют обычно с зазором $l_{\text{заз}}$, который может быть образован в результате уменьшения высоты зерна одной из двух чашек, составляющих сердечник. Оптимальные размеры зазора рассчитывают по заданным параметрам: ТК $_{\mu}$, добротности Q и др. Броневого 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. 2.28). 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) 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 сечения сердечники изготавливают двух типов: круглые и прямоугольные. Размеры сердечников: с круглым сечением от $\varnothing 8 \times 60$ мм до $\varnothing 10 \times 200$ мм, с прямоугольным сечением — от $16 \times 4 \times 80$ мм³ до $25 \times 5 \times 200$ мм³; сердечники изготавливают из ферритов марок 2000НМ1, 400НН, 30ВЧ2.

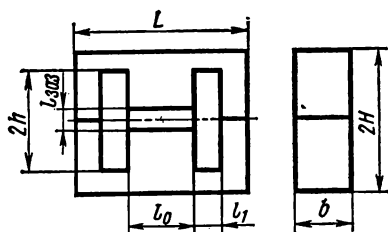


Рис. 2.28. Конструкция Ш-образного сердечника

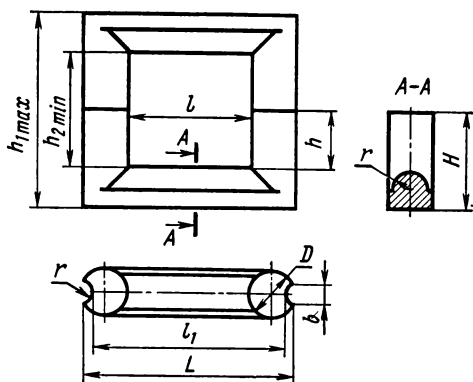


Рис. 2.29. Конструкция П-образного сердечника

Рассмотрим некоторые особенности различных марок ферритов.

Преимуществами марганеццинковых ферритов по сравнению с никельцинковыми являются в несколько раз меньшие потери на гистерезис, более высокая индукция и меньший температурный коэффициент магнитной проницаемости; недостатками — меньшее значение $f_{кр}$, что позволяет рассматривать марганеццинковые ферриты как низкочастотные (до нескольких мегагерц), а никельцинковые — как высокочастотные (до сотен мегагерц).

Ферриты с высокой проницаемостью ($\mu_{нач} \geq 1000-2000$) при работе в слабых полях имеют преимущества (меньшие $\text{tg} \delta$ и потери) перед низконикелевыми пермаллоями тонкого проката и электротехническими сталями.

Никельцинковые ферриты с проницаемостью $\mu_{нач} = 600-200$ применяют на более высоких частотах и в больших полях, чем высокопроницаемые.

При жестких требованиях к величине нелинейных искажений марганеццинковые ферриты лучше никельцинковых, а в устройствах с подмагничиванием лучше никельцинковые.

Ферриты с проницаемостью в десятки единиц применяют в высокочастотной части спектра радиочастот (десятки и сотни мегагерц), где можно использовать и магнитодиэлектрики (см. § 2.9).

По отдельным маркам магнитномягких ферритов можно дать следующие рекомендации.

Марганеццинковые ферриты 6000НМ, 4000НМ, 3000НМ, 2000НМ, 1500НМ и 100НМ используют для изделий, работающих в диапазоне частот до нескольких сотен килогерц как в слабых, так и в сильных полях лишь в тех случаях, когда не предъявляются повышенные требования к температурной стабильности, так как ТК μ для ферритов этих марок заводами-изготовителями не контролируется и не гарантируется.

Марганеццинковые ферриты 2000НМ1, 1500НМ2, 1500НМ3, 1000НМ3 и 700НМ предназначены для изделий, используемых в слабых и средних полях при диапазонах частот до 3 Мгц; они имеют малые потери и малый ТК μ в широком интервале температур.

Никельцинковые ферриты 2000НН, 1000НН, 600НН, 400НН, 200НН и 100НН предназначены для изделий, работающих в слабых полях при диапазонах частот до нескольких мегагерц. Если к свойствам материалов требования повышены, то применяют марганеццинковые ферриты, более стабильные и обладающие меньшими потерями.

Никельцинковые ферриты 150ВЧ, 100ВЧ, 50ВЧ2 и 20ВЧ рассчитаны для изделий, работающих в слабых полях при диапазонах частот до 100 Мгц. Для материалов этой группы характерен эффект порогового поля, состоящий в следующем. При воздействии поля больше порогового H_0 ферриты переходят в состояние с низкой добротностью. Свойства восстанавливаются только после нагрева выше точки Кюри. Для 150ВЧ, 100ВЧ, 50ВЧ2 $H_0=160$ а/м; для 30ВЧ2—400 а/м; для 20ВЧ — 800 а/м.

Никельцинковые ферриты 300НН, 200НН2, 150НН1, 60НН, 55НН, 35НН, 10ВЧ1 используют для изделий, работающих главным образом в мощных передающих устройствах для перестройки частоты подмагничиванием.

Более конкретные рекомендации по выбору марки феррита можно получить лишь на основании расчетов по заданным техническим условиям (частотному диапазону, требованиям к температурной стабильности и т. п.) и справочным сведениям о феррите.

§ 2.9. 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 *

$$\mu_{\text{мд}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\mu} + \frac{V}{3}\right)}, \quad (2.5)$$

где μ — проницаемость исходного вещества;

V — относительный объем, занимаемый изолирующей массой **.

Из формулы (2.5) 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

$$H_i = H_e - H_0,$$

где H_0 — напряженность размагничивающего поля [см. формулу (1.81)].

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

$$B = \mu_0 \mu_{\text{мд.нач}} H + \mu_0 \nu H^2, \quad (2.6)$$

где $\mu_{\text{мд.нач}}$ — относительная начальная магнитная проницаемость магнитодиэлектрика;

ν — постоянная.

* Формула справедлива для частиц сферической формы.

** Часто вместо понятия V пользуются коэффициентом заполнения P , равным в процентном выражении $(100 - V\%)$.

Из выражения (2.6) следует линейная зависимость магнитной проницаемости $\mu_{\text{мд}}$ магнитодиэлектрика от поля:

$$\mu_{\text{мд}} = \mu_{\text{мд.нач}} + \nu H \quad (2.7)$$

или

$$\mu_{\text{мд}} = \mu_{\text{мд.нач}} (1 + \alpha H), \quad (2.8)$$

где

$$\alpha = \frac{\nu}{\mu_{\text{мд.нач}}} = \frac{\mu_{\text{мд}} - \mu_{\text{мд.нач}}}{\mu_{\text{мд.нач}} H} \quad (2.9)$$

— 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

$$\mu_{\text{мд } t_2} = \mu_{\text{мд } t_1} [1 + \beta_{\mu_{\text{мд}}} (t_2 - t_1)], \quad (2.10)$$

где $\beta_{\mu_{\text{мд}}}$ ($TK\mu_{\text{мд}}$) — температурный коэффициент магнитной проницаемости магнитодиэлектрика [см. формулу (2.2)], который желательно иметь как можно меньше.

Потери в магнитодиэлектриках, как и потери в ферритах (см. § 2.8), оценивают по величине общего тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ (или приведенного тангенса угла потерь $\text{tg } \delta / \mu_{\text{мд.нач}}$). Как было показано в § 2.8, 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:

$$\text{tg } \delta = \frac{r_c}{2\pi f L}; \quad (2.11)$$

$$\delta_r = \frac{r_r}{2\pi f L H}; \quad (2.12)$$

$$\delta_v = \frac{r_v}{2\pi f^2 L}; \quad (2.13)$$

$$\delta_d = \frac{r_d}{2\pi f L}. \quad (2.14)$$

Экспериментально определяют только тангенс суммарных потерь $\text{tg } \delta$ (r_c). Однако, измерив его для нескольких частот и напряженностей

поля, можно произвести разделение потерь, т. е. вычислить величины $\delta_r(r_r)$, $\delta_v(r_v)$ и $\delta_d(r_d)$ (см. § 3.5), что позволяет найти способы уменьшения суммарных 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:

$$K_{\Phi} \approx 0,62 \delta_r H. \quad (2.15)$$

Основными требованиями, предъявляемыми к исходному ферромагнетику для производства магнитодиэлектриков, являются:

- 1) возможность получения малых частиц, желательной определенной (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 потерь на гистерезис и последствие 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 содержания 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—980 °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 части-

цами 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 сердечников в прессформах из высококачественной стали на гидравлических прессах при сравнительно высоких давлениях, равных $14 \cdot 10^2 \div 20 \cdot 10^2$ мкн/м^2 ($14\text{—}20$ Т/см^2). Напомним, что формование ферритовых изделий производят обычно при давлениях $1 \cdot 10^2 \div 3 \cdot 10^2$ мкн/м^2 ($1\text{—}3$ Т/см^2). 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 свыше 40 и до 50% для низкопроницаемых магнитодиэлектриков), состав связки, крупность частиц ($10^{-1}\text{—}10^{-4}$ см в поперечнике), давление при прессовании.

Основные параметры колец из альсифера различных марок для аппаратуры проводной связи и радиоаппаратуры приведены в табл. 2.11.

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 $\text{ТК}_{\mu_{\text{мд}}}$ 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 $\text{ТК}_{\mu_{\text{мд}}}$ в случае отсутствия

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 (1/э)	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
Начальная магнитная проницаемость $\mu_{\text{мд.нач}}$ при 20°С	82—94	55—65	50—60	30—34	20—24

Параметры	Для радиоаппаратуры					
	ТЧ-90Р	ТЧ-60Р	ТЧК-55Р	ВЧ-32Р	ВЧ-22Р	ВЧК-22Р
Температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости $\text{TK}\mu_{\text{мд.нач}}$ при $20 \div 70^\circ \text{C}$ при $+20 \div -60^\circ \text{C}$	$-600 \cdot 10^{-6}$	$-400 \cdot 10^{-6}$	От $-150 \cdot 10^{-6}$ до $+50 \cdot 10^{-6}$	$-250 \cdot 10^{-6}$	$-200 \cdot 10^{-6}$	От $-50 \cdot 10^{-6}$ до $+50 \cdot 10^{-6}$
	—	—	От $-450 \cdot 10^{-6}$ до $+150 \cdot 10^{-6}$	—	—	От $-150 \cdot 10^{-6}$ до $+150 \cdot 10^{-6}$
Приведенный тангенс угла потерь $\text{tg } \delta/\mu_{\text{мд.нач}}$ при $H \leq 16 \text{ а/м}$ при $H \leq 40 \text{ а/м}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$	при $f = 60 \text{ кгц}$ $3,27 \cdot 10^{-4}$	при $f = 1000 \text{ кгц}$ $3,37 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$3,37 \cdot 10^{-4}$	$1,32 \cdot 10^{-4}$
	$8,1 \cdot 10^{-4}$	$3,55 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$3,56 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Маркировочный знак колец — две полосы	Синие	Черные	Красные	Белые	Зеленые	Желтые

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 сферической 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 «П» — в проводной связи.

В табл. 2.12 указаны химический состав и средний диаметр частиц различных порошков карбонильного железа.

ТАБЛИЦА 2.12

Химический состав и средний диаметр частиц карбонильного железа

Марка карбонильного железа	Химический состав, %				Средний диаметр, мкм
	C	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
П-4	0,6—0,85	0,5—0,8	0,8—1,2	98,1—97,15	4,0

ТАБЛИЦА 2.13

Электромагнитные параметры магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа

Марка карбонильного железа	$\mu_{\text{мд. нач}}$	$\delta_{\Gamma} \cdot 10^3$	$\delta_{\text{в}} f + \delta_{\text{д}} \cdot 10^3$ (при $f = 100 \text{ кГц}$)	$\delta_{\text{в}} \cdot 10^3$	$\delta_{\text{д}} \cdot 10^3$	ТК $\mu_{\text{мд. нач}}$ (при $t = -60 \div 100^\circ \text{C}$)
Р-10	12—15	0,25	0,55	—	—	150 ÷ 200
Р-20	12—15	0,15	0,43	—	—	100 ÷ 150
Р-100	10—12	0,05	0,19	—	—	50 ÷ 50
П-4	11—13,5	0,18	1,08	5	0,4	100

Предельные частоты и рабочие температуры магнитоэлектриков

Основа магнитоэлектрика	Марка	Критическая частота $f_{кр}''$ при $H=80$ а/м	Диапазон рабочих температур, °С
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 $f_{кр}''$ тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = 0,02$.

Пределы линейности тангенса угла потерь

Основа магнито- диэлектрика	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	P-10	100	2400
	P-20	100	
	P-100	100	
	П-4	50	

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 (подробнее об этом см., например, в [2.25]).

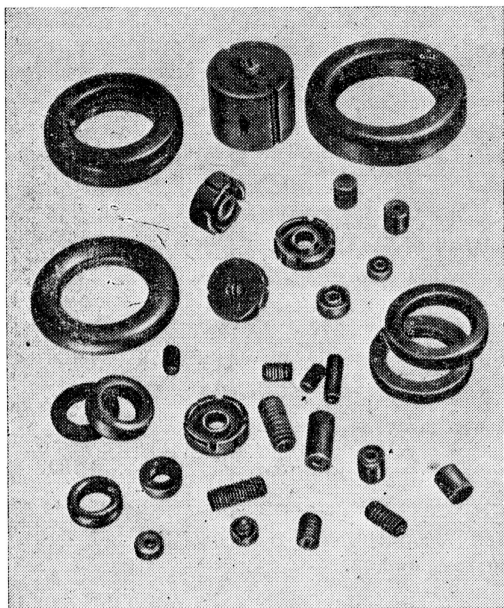


Рис. 2.30. Сердечники различных конструкций из магнитодиэлектриков

В табл. 2.13 приведены основные электромагнитные параметры магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа; в табл. 2.14 — предельные частоты и рабочие температуры; в табл. 2.15 — пределы линейности тангенса угла потерь для магнитодиэлектриков на основе альсифера и карбонильного железа.

Из карбонильного железа получают кольцевые, броневые * и цилиндрические сердечники. На рис. 2.30 представлены сердечники различных конструкций из магнитодиэлектриков.

Кроме наиболее распространенных групп магнитодиэлектриков на основе альсифера и карбонильного железа, известны и другие магнитодиэлектрики, например на основе нелегированных и легированных пермаллоев.

Для производства магнитодиэлектриков на основе пермаллоев обычно используют порошки из молибденового пермаллоя. Эта группа магнитодиэлектриков отличается большей проницаемостью (особенно с частичками чешуйчатой формы). Потери на гистерезис у этих материалов при равном значении начальной проницаемости меньше, чем у магнитодиэлектриков на основе альсифера и карбонильного железа.

В СССР магнитодиэлектрики на основе пермаллоев промышленностью не производятся, поэтому они здесь не рассматриваются**.

* Размеры броневого сердечника нормируются ГОСТ 10983—64 «Сердечники карбонильные броневого радиотехнические».

** Об этом см., например, в [2.22].

§ 2.10. 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 ($\mu_0 I_s \approx 2,1 \text{ тл}$). В тех случаях, когда предъявляются наиболее высокие требования к габаритам устройства, его весу и величине потока, применяют железокобальтовые сплавы, у которых индукция насыщения достигает $2,43 \text{ тл}$, что позволяет получить экономию в весе 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 ми.

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 обратной 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 $1,0 \text{ тл}$. Разница в величинах магнитной проницаемости достигает максимального значения при индукции около $1,8 \text{ тл}$. Вблизи этой точки проницаемость кобальтовых сплавов больше проницаемости мягких сортов железа в несколько десятков раз.

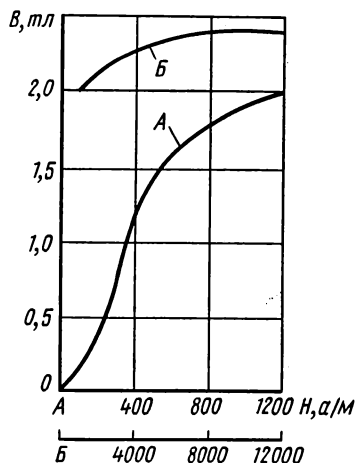


Рис. 2.31. Кривая намагничивания пермендюра с содержанием 1,8% ванадия

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 тл 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 сажки; охлаждение до 200° С со скоростью 50—100 град/ч.

МАГНИТНОТВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ

§ 2.11. КЛАССИФИКАЦИЯ

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 термоманитную обработку и направленную кристаллизацию, что повышает их магнитные свойства за счет образования магнитной текстуры. Высококоэрцитивное состояние материалов данной группы объясняется механизмом дисперсионного твердения сплавов (см. § 2.15). 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 связывающего материала и спекания при высокой температуре. По магнитным свойствам они лишь немного уступают литым магнитам, но дороже последних.

Металлопластические магниты изготовляют, как и металлокерамические, из порошков, но прессуют вместе с изолирующей связкой и подвергают нагреву до невысокой температуры, необходимой для полимеризации связывающего вещества. По сравнению с литыми магнитами они имеют пониженные магнитные свойства, но обладают большим электрическим сопротивлением, малым удельным весом и относительно дешевы.

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 (см. § 2.12) 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 оксидных 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 одноименных частиц. Магниты из микропорошков пока не имеют промышленного применения, но теоретически являются весьма перспективными.

3. *Прочие магнитотвердые 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 драгоценных металлов, эластичные магниты, магнитные ленты для звукозаписи; наконец, материалы, производство которых находится в стадии освоения, — к ним можно отнести сплавы на основе редкоземельных элементов.

§ 2.12. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К МАТЕРИАЛАМ

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 остаточной индукцией или остаточной индукцией в разомкнутой цепи.

Удельная магнитная энергия во внешнем пространстве

$$W_A, \text{ Дж/м}^3 = \frac{B_A H_A}{2}. \quad (2.16)$$

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).

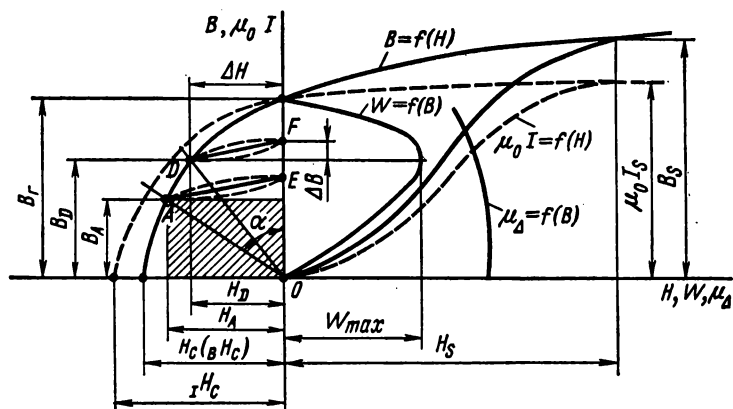


Рис. 2.32. Кривые намагничивания, характеризующие свойства магнитотвердых материалов

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_r 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 $H=H_c$; $B=0$ ($N=\infty$).

Из рис. 2.32 видно, что точке D соответствует наибольшее значение удельной магнитной энергии W_{\max} . Этот параметр является важнейшим при оценке качества магнитотвердого материала. Иногда вместо энергии W_{\max} пользуются пропорциональной ей величиной $(BH)_{\max}$, называемой энергетическим произведением. 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 (см. § 2.17).

Максимальная энергия тем больше, чем больше остаточная индукция B_r , коэрцитивная сила H_c и коэффициент выпуклости кривой размагничивания материала:

$$\gamma = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}. \quad (2.17)$$

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 намагничённости $H_c \neq H_c = {}_B H_c$.

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

$$\mu_\Delta = \frac{\Delta B}{\mu_0 \Delta H}, \quad (2.18)$$

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 для некоторых случаев вопрос стабильности магнитных свойств, который рассмотрен в § 2.13.

В табл. 2.16 приведены некоторые свойства различных групп материалов для постоянных магнитов.

§ 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 для различных материалов различна. Магниты из мартенситных сталей всегда подвергают искусствен-

Некоторые свойства различных материалов для постоянных магнитов

Марка сплава	Химический состав, % остальное железо *	W_{max} , кДж/м ³	B_r , тл	H_c , кДж/м	γ ***	Группа материала
ЮНД4 (АНЗ) **	15,5Al; 25,0Ni; (23,5Ni); 4,0Cu; 0,3Ti	3,6	0,5	40	0,36	Литой (изотропный)
ЮНДК24 (АНКо4) **	9,0Al; 14,0 Ni; 24Co; 4,0Cu; 0,3Ti	16	1,23	44	0,59	Литой (анизотропный с тер- момангнитной текстурой)
ЮНДК25БА	9,0Al; 15,0Ni; 25Co; 4,0Cu; 0,8Nb	26,4	1,28	62	0,66	Литой (анизотропный, с тер- момангнитной и кристал- лической текстурой)
0,7БИ	BaO·6Fe ₂ O ₃	2,8÷3,2	0,18÷0,21	111÷127	0,26	Оксидный, бариевый (изо- тропный)
ЗБА	BaO·6Fe ₂ O ₃	11,5÷13,9	0,35÷0,40	127÷183	—	Оксидный, бариевый (анизо- тропный)
ЕХЗ	2,8—3,6 Cr; 0,9—1,1C	1,07	0,95	4,77	0,47	Мартенситная сталь (хро- мистая)
Металлокерамический (маг- нито 8-15-14)	8,0Al; 15,0Ni; 24,0Co; 3,0Cu	11,7	1,0	50	0,47	Металлокерамический
Металлопластический (на базе ЮНД4)	15,0Al; 24,0Ni; 4,0Cu	1,62	0,3	38	0,28	Металлопластический
ПЛК	76,7Pt; 23,3Co	19	0,45	210	0,4	На основе драгоценных ме- таллов
Викаллой 1	52,0Co; 10,0V	4	0,88	24	0,39	Пластически деформируе- мый сплав

* В химическом составе для всех марок: S<0,1%; C<0,03%; Mn<0,35%; Si<0,15%.

** Без скобок — марки по ГОСТ 9575—60, в скобках — по ГОСТ 4402—48.

*** γ — коэффициент выпуклости.

ному старению, а для магнитов из железоникельалюминиевых сплавов 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 при повышенной температуре с последующим медленным охлаждением.

Магнитная нестабильность обусловливается изменением магнитной (доменной) структуры вещества, стремящейся к установлению устойчивого термодинамического равновесия 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 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).

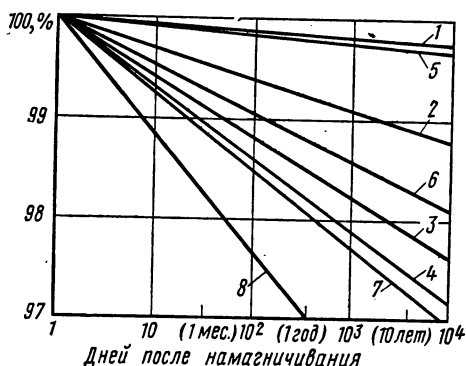


Рис. 2.33. Естественное магнитное старение магнитов из некоторых сплавов при комнатной температуре:

Кривая	Сплав	B/H в рабочей точке магнита $\cdot 10^4$, гн/м
1	ЮНДК24	43
2		28
3		16
4		6
5	ЮНДК25А	25
6		11,5
7	ЮНД4	21
8		11

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 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.

Уменьшение магнитной нестабильности осуществляют путем устранения необратимых изменений, включая магнитное старение (магнитная стабилизация), и последующей оценки оставшихся обратимых изменений.

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, характеризующееся 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 частичное размагничивание уменьшает необратимые изменения не только от влияния внешних магнитных полей, но и от действия температуры, магнитного сопротивления цепи, ударов, тряски, вибраций, а также улучшает структурную стабильность.

* Влияние на магнитные свойства других причин — механических напряжений, изменения магнитного сопротивления и т. д. — можно рассматривать аналогичным образом, пользуясь понятием эквивалентного поля ΔH .

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 размагничивания и положения рабочей точки. Так, для некоторых бариевых магнитов, у которых коэффициент возврата $\mu_{\Delta} \simeq 1,1$ 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, последующие циклы сказываются значительно меньше.

Механические воздействия также повторяют несколько раз, при этом 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

$$\alpha_B = \frac{\Delta B}{B \Delta t}, \quad (2.19)$$

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 химического 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. Из рисунка видно, что в зависимости от величины коэффициента размагни-

чивания 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 $-2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ для ферритов бария и $-0,15 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ для сплавов Pt-Co.

Иногда при эксплуатации постоянные магниты в течение продолжительного времени подвергаются воздействию высоких температур. При повышенных температурах (выше 200°C) наиболее приемлемыми являются сплавы ЮНДК24 и ЮНДК35Т5, так как наряду с высокой точкой Кюри ($\sim 850^\circ\text{C}$) эти сплавы обладают высокой структурной стабильностью. До 500°C в этих сплавах не наблюдалось структурных изменений, влияющих на величину магнитного потока

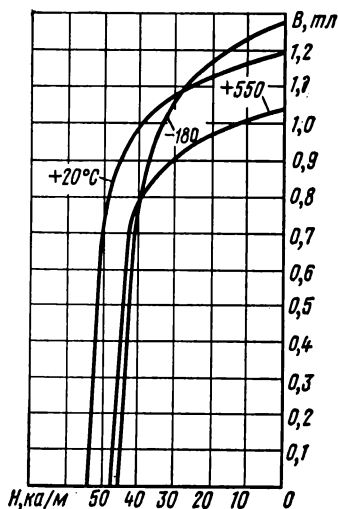


Рис. 2.35. Кривые размагничивания сплава ЮНДК24 при разных температурах

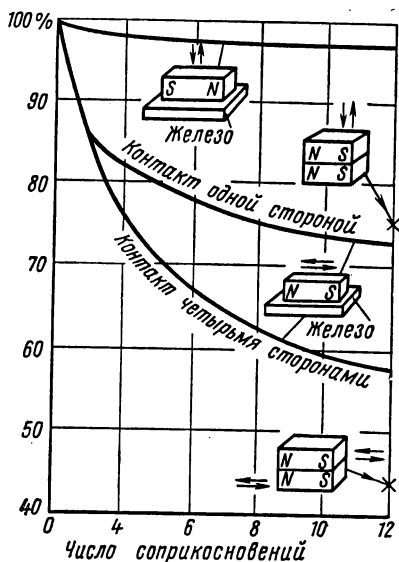


Рис. 2.36. Размагничивание магнитов в результате контактов с ферромагнитными массами или другими магнитами (стрелками указаны направления перемещения магнита при соприкосновении)

(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°C и 80 ч при 650°C , магниты из сплавов ЮНДК24—2000 ч при 550°C

и 100 ч при 600 °С *. Общее старение магнитов за это время не превосходит 1 %. При более высокой температуре магнитный поток в постоянных магнитах быстро падает.

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 магнитотвердого материала он должен быть намагничен до насыщения, что требует выполнения условия $H_{\max} \geq 5H_c$, где H_{\max} — максимальная величина намагничивающего поля, H_c — коэрцитивная сила материала магнита. Это относится к тому случаю, когда весь объем магнита пронизывается полем указанной величины, что имеет место, например, при намагничивании магнита с плоскопараллельными полюсами, зажатого между полюсами электромагнита постоянного тока. Если магнит шунтирован участками из магнитного материала или содержит воздушные зазоры, поле требуется увеличить на 50—100 %, т. е. выполнить условие $H_{\max} \geq (7 \div 10) H_c$.

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.

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 иметь немагнитный инструмент, возможность засорения магнитной системы ферромагнитной пылью и т. п.).

Намагничивающее поле может быть весьма кратковременным, например импульсным. При решении вопроса о допустимой длительности импульса необходимо учитывать возможность возникновения вихревых токов, которые, 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

* Преображенский А. А., Кавалерова Л. А. Стабильность постоянных магнитов. Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации, № 14. Изд-во «Энергия», 1970.

оценить следующим выражением *:

$$\Delta t = 6,4 \sigma \frac{B}{H} D^2 \cdot 10^{-9} \text{ сек}, \quad (2.20)$$

где B — индукция в магните, *тл*;

H — напряженность намагничивающего поля, *ка/м*;

σ — удельная проводимость материала магнита, *ом⁻¹·м⁻¹*;

D — эффективный диаметр магнита, *м*.

Намагничивание производят в специальных намагничивающих установках.

Наибольшее применение имеют намагничивающие установки постоянного тока (электромагниты, соленоиды) и импульсные. Иногда используют установки переменного тока и установки с одновременным

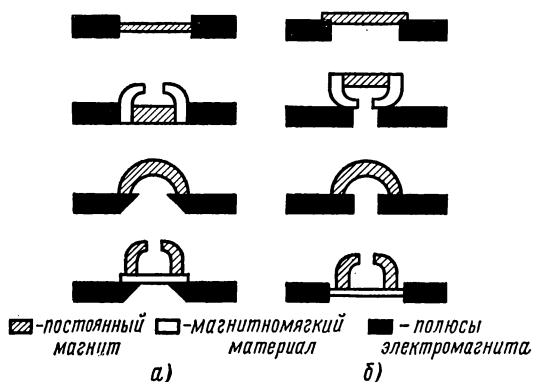


Рис. 2.37. Взаимное расположение магнита и полюсов намагничивающего устройства:

а — правильное; б — неправильное

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: большой вес и габариты, сложность конструкции, необходимость в мощном источнике постоянного тока.

В импульсных установках широко распространены схемы с использованием заряда и разряда батареи конденсаторов. Для исключения колебаний в таких схемах применяют различные выпрямляющие устройства, позволяющие пропускать ток в одном направлении, т. е. производить импульсное намагничивание.

* Буловский П. И., Поваляев А. В. Технология изготовления деталей и узлов электроизмерительных приборов. Машгиз, 1952.

Установки с импульсным намагничиванием накапливают энергию в конденсаторе длительно, а отдают ее в процессе разряда за короткий

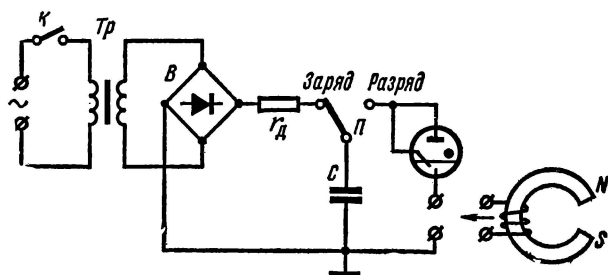


Рис. 2.38. Принципиальная схема импульсной намагничивающей установки

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 устройств.

С помощью импульсных установок получают импульсы тока в диапазоне от нескольких тысяч до нескольких сотен тысяч ампер.

Принципиальная схема импульсной намагничивающей установки приведена на рис. 2.38, на рис. 2.39 — внешний вид малогабаритной установки типа УНИ-1, позволяющей получать импульсы тока порядка 20 кА при длительности около 0,3 мсек *. На установке осуществляют также частичное размагничивание. На переднем плане снимка виден выдвижной столик, на котором расположена магнитная система с намагничивающей обмоткой. Столик закрыт кожухом из плексиглаза, обеспечивающим безопасную эксплуатацию установки. В торцах стенок кожуха, соприкасающихся с передней панелью установки, находятся штыри-выключатели, которые при движении 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.

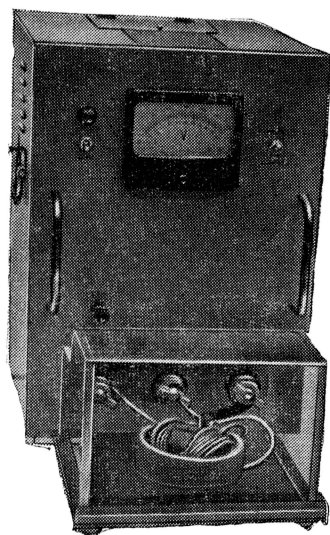


Рис. 2.39. Внешний вид импульсной намагничивающей установки

* Установка разработана в ЛЭТИ им. В. И. Ульянова (Ленина).

На рис. 2.40 показано расположение намагничивающих обмоток, питающихся от импульсной установки, для намагничивания различных типов магнитных систем.

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 применяется 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 размагничивающего поля, что связано с экранирующим действием вихревых токов, которое может при-

вести 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 $L-G$, где индуктивность L создается магнитом с наложенной на него размагничивающей обмоткой.

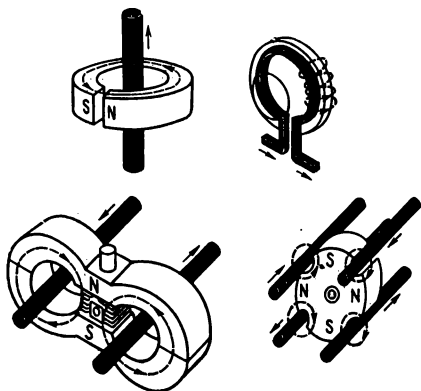


Рис. 2.40. Расположение намагничивающих обмоток для намагничивания различных типов магнитных систем

§ 2.15. СПЛАВЫ НА ОСНОВЕ Fe-Ni-Al

Сплавы Fe-Ni-Al являются важнейшими материалами для постоянных магнитов.

Высококоэрцитивное состояние этих сплавов вначале объяснялось как результат возникновения больших напряжений в кристаллической решетке. Если бы эти предположения подтвердились, то наилучшие магнитные свойства имел бы сплав, подвергнутый резкой закалке на твердый раствор с последующим отпуском. Однако опыт показал, что оптимальные свойства получаются лишь тогда, когда охлаждение происходит с определенной для каждого сплава скоростью, названной

критической скоростью охлаждения $v_{\text{охл}}$ (рис. 2.41). Теория напряжений не могла объяснить существования критической скорости охлаждения.

В дальнейшем установили, что большую роль в образовании высококоэрцитивного состояния этих сплавов играет механизм дисперсионного твердения. Применение таких методов исследований, как рентгеноструктурный, электронной микроскопии и др., а также теоретические исследования в области ферромагнетизма позволили установить, что при охлаждении сплавов Fe-Ni-Al 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 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 вызовет 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 распространен-

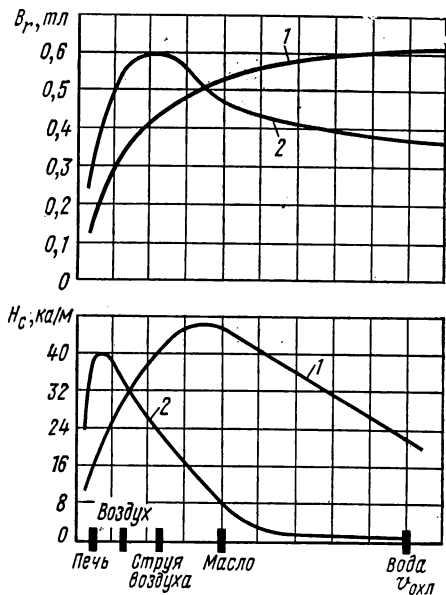


Рис. 2.41. Зависимость магнитных свойств сплавов от скорости охлаждения:

1—32% Ni; 12% Al; 2—25% Ni; 15% Al

ными являются сплавы, легированные медью и кобальтом. 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 20—33% Ni и 11—17% 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. Поэтому можно считать, что при правильном выборе состава сплава и оптимальной термической обработке массивные магниты или магниты сложной конфигурации из сплавов Fe-Ni-Al имеют более низкие свойства, чем мелкие. ГОСТ 4402—48 допускает снижение магнитных свойств для магнитов из таких сплавов при массе 2—5, кг на 10%.

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. Последнее иллюстрируется рис. 2.41, из которого видно, что максимумы B_r и H_c не совпадают.

Влияние меди. Медь является хорошим легирующим элементом. В ГОСТ 9575—60 * на сплавы Fe-Ni-Al для постоянных магнитов предусматривается производство сплавов только с медью. 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 позволило 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 магнит-

* * Рассмотрен в конце данного параграфа.

** Шекалов А. А. Новые материалы для постоянных магнитов. Изд. ЛДНТП, 1960.

ную 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 0,3% увеличивает механическую прочность сплава за счет измельчения зерна, а при содержании нескольких процентов (2—8%) может быть использован 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 АНК (ГОСТ 4402—48) кремний используют для повышения коэрцитивной силы; в сплаве ЮНДК18С — 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 термообработки 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 сплаве 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.

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.



Рис. 2.42. Макроструктура столбчатых кристаллов сплава Fe-Ni-Al-Co

Размагничивание возможно лишь за счет поворота 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 (Ni до 14—15%; Al до 8—9%) и увеличивают содержание Fe как составляющей с большим насыщением.

Особенности сплавов с кристаллической и магнитной текстурами. Дальнейшее существенное повышение магнитных свойств Fe-Ni-Al-Cu-Co сплавов возможно путем создания магнитов с особой макроструктурой в виде столбчатых кристаллов (рис. 2.42). 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% (рис. 2.43). Влияние макроструктуры в виде ориентированных столбчатых кристаллов на величину магнитной энергии объясняется главным образом тем, 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 γ .

Различные марки сплавов. В СССР сплавы Fe-Ni-Al выпускают в соответствии с ГОСТ 9575—60 и 4402—48.

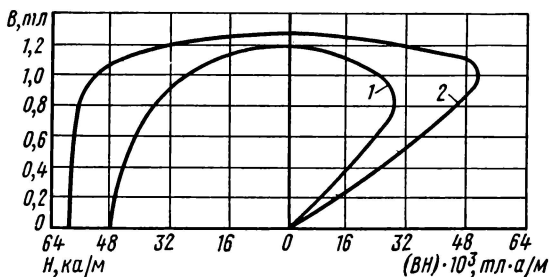


Рис. 2.43. Влияние кристаллической текстуры на магнитные свойства сплава АНКо 4Нб:

1 — сплав с магнитной текстурой; 2 — сплав с магнитной и кристаллической текстурами (по данным А. А. Шекалова)

В ГОСТ 4402—48 марки обозначены первыми буквами названий входящих в состав сплава элементов *.

В ГОСТ 9575—60 приняты следующие обозначения: Ю — алюминий; Н — никель; Д — медь; К — кобальт; Т — титан; Б — ниобий; А — кристаллическая текстура. Наличие магнитной текстуры специально не обозначается, но она подразумевается всегда при содержании кобальта свыше 15%. Например, ЮНДК25БА означает сплав с магнитной и кристаллической текстурами, содержащий алюминий, никель, медь, 25% кобальта и ниобий.

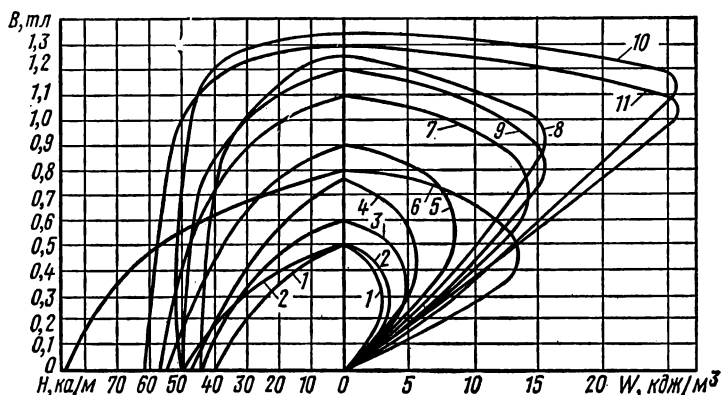


Рис. 2.44. Кривые размагничивания и магнитной энергии сплавов (по данным ГОСТ 9575—60):

1 — ЮНД4 (АНЗ); 2 — ЮНД12; 3 — ЮНД8; 4 — ЮНДК15 (АНКо2); 5 — ЮНДК18 (АНКо3); 6 — ЮНДК35Т5; 7 — ЮНДК24Т2; 8 — ЮНДК24 (АНКо4); 9 — ЮНДК24Б; 10 — ЮНДК25А; 11 — ЮНДК25БА

Все сплавы ГОСТ 9575—60 содержат медь (3—4%, а бескобальтовые сплавы ЮНД12 и ЮНД8 — соответственно 12 и 8%). Титан в количестве нескольких процентов (ЮНДК35Т5 и ЮНДК24Т2) применяют с целью повышения H_c , а в количестве 0,3% (для большинства других сплавов) — с целью улучшения механических свойств. Ниобий (0,8%) несколько повышает коэрцитивную силу, сера (0,1%) — пластичность. Все сплавы должны содержать не более 0,15% кремния; 0,03% углерода; 0,35% марганца. Из 11 марок 7 текстурованных (5 — с магнитной и 2 — с магнитной и кристаллической текстурой).

ГОСТ 9575—60 предусматривает нормирование магнитных свойств не только по величинам B_r и H_c , но и по значениям индукции B_D и напряженности поля H_D при максимальной энергии W_{max} . Магнитные свойства сплавов Fe-Ni-Al для постоянных магнитов приведены в табл. 2.17, кривые размагничивания и магнитной энергии — на рис. 2.44.

* Например, АНК — алюминий, никель, кремний; АНКо4 — алюминий, никель, кобальт; «4» — четвертая марка, отличающаяся от других подобных марок процентным содержанием кобальта и соответственно других элементов.

ГОСТ 4402—48 содержит 8 марок, из которых 4 перешли в ГОСТ 9575—60 (в табл. 2.17 указаны в скобках), а оставшиеся четыре (АН1, АН2, АНК, АНКол), не имеющие каких-либо преимуществ по сравнению с другими марками, временно сохранены, так как ряд конструкций разработан с этими сплавами.

ТАБЛИЦА 2.17

Магнитные свойства сплавов для постоянных магнитов
(по данным ГОСТ 9575—60)

Марка сплава	B_r , тл	H_c , ка/м	B_D , тл	H_D , ка/м	W_{\max} , кдж/м ³	$(BH)_{\max}$, тл·а/м	γ
ЮНД4 (АНЗ)	0,50	40,0	0,30	24,0	3,6	7200	0,36
ЮНД12	0,50	52,0	0,29	30,0	4,4	8800	0,34
ЮНД8	0,60	44,0	0,37	28,0	5,2	10400	0,39
ЮНДК15 (АНКо2)	0,75	48,0	0,43	28,0	6,0	12000	0,33
ЮНДК18 (АНКо3)	0,90	55,0	0,57	34,0	9,7	19400	0,38
ЮНДК35Т5	0,80	87,0	0,50	56,0	14,0	28000	0,40
ЮНДК24Т2	1,10	58,0	0,77	38,0	14,8	29600	0,46
ЮНДК24 (АНКо4)	1,23	44,0	0,95	34,0	16,0	32000	0,59
ЮНДК24Б	1,20	51,0	0,85	37,0	16,0	32000	0,52
ЮНДК25А	1,33	54,0	1,14	46,0	26,4	52800	0,74
ЮНДК25БА	1,28	62,0	1,05	50,0	26,4	52800	0,67

Наибольшее применение из приведенных в табл. 2.17 марок имеют сплавы ЮНД4 (АНЗ), ЮНДК24 (АНКо4), ЮНДК15 (АНКо2). Особый интерес представляют сплавы с направленной кристаллизацией ЮНДК25А и ЮНДК25БА, а также титанистые сплавы, например ЮНДК35Т5. Сплавы ЮНД4 и ЮНДК24 хорошо технологически освоены. Кроме того, ЮНД4 является самым дешевым из всех сплавов Fe-Ni-Al для постоянных магнитов, а ЮНДК24 обладает высокими магнитными свойствами благодаря магнитной текстуре. Сплав ЮНДК15 применяют, когда требуются сравнительно высокие магнитные свойства и материал не должен обладать магнитной анизотропией. Сплавы с направленной кристаллизацией (ЮНДК25БА и ЮНДК25А) обладают наибольшей энергией W_{\max} и, следовательно, могут обеспечить наименьшие вес и габариты для ряда магнитных систем.

В тех случаях, когда система сильно разомкнута, применяют сплавы с наиболее высокой коэрцитивной силой, например титанистый сплав ЮНДК35Т5.

Кроме включенных в стандарты, разрабатывают и применяют многие новые сплавы, например сплавы с повышенным до 6—8% содержанием титана *. Эти сплавы обладают рекордной для литых постоянных магнитов коэрцитивной силой — до 150—160 ка/м. Технология изготовления титанистых сплавов характеризуется некоторыми особенностями. Так, например, термообработка включает процесс изо-

* Шекалов А. А. Магнитные сплавы для постоянных магнитов и магнитные системы. Сб. трудов ВНИИТВЧ, вып. 8. Изд-во «Машиностроение», 1967.

термической обработки (в печи, в свинцовой ванне и пр.) в магнитном поле.

Монокристаллы сплавов рассматриваемой группы по сравнению со сплавами с направленной кристаллизацией обладают следующими достоинствами:

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.

Промышленностью монокристаллы пока производятся весьма ограниченно.

На рис. 2.45 показаны литые магниты из сплава ЮНДК24 различной конфигурации*.

Механическая обработка и монтаж магнитов. Ввиду чрезвычайной хрупкости и высокой твердости сплавов Fe-Ni-Al обработка магнитов на металлорежущих станках затруднена. Смягчающий отжиг или изменение химического состава в заводской практике используется редко. Выполнимой механической операцией является шлифовка.

Магниты шлифуют на различных плоскошлифовальных или круглошлифовальных станках.

Применяют также электронскровой и другие электрические методы обработки, но они требуют специального оборудования, не позволяют выполнять все требуемые операции (чистовую обработку) и освоены не на всех заводах.

На рис. 2.46 показана электрическая схема установки для шлифования магнитов электронскровым методом. Принцип работы заключается в следующем. Магниты 1 помещают в ванну 2 с керосином и

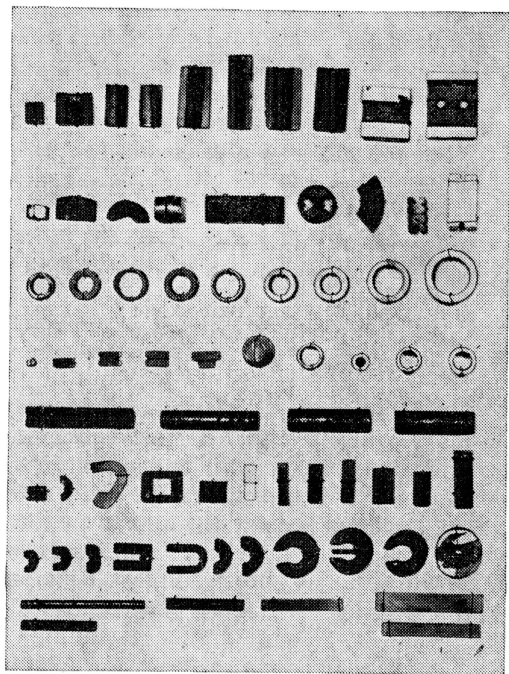


Рис. 2.45. Литые магниты из сплава ЮНДК24

* Магниты разработаны и изготовлены во ВНИИТВЧ им. В. П. Вологодина под руководством А. А. Шекалова.

периодически с помощью кулачкового механизма приводят в соприкосновение шлифуемые плоскости. В момент разрыва цепи образуется электрическая дуга, под действием которой разрушаются неровности поверхности.

Изучаются и осваиваются и другие методы механической обработки сплавов Fe-Ni-Al — с применением алмазного инструмента, ультразвука, электрохимический и т. д.

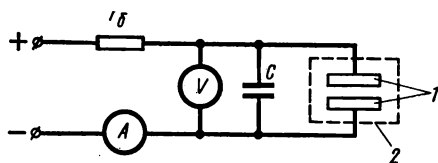


Рис. 2.46. Электрическая схема установки для шлифовки магнитов электроискровым методом

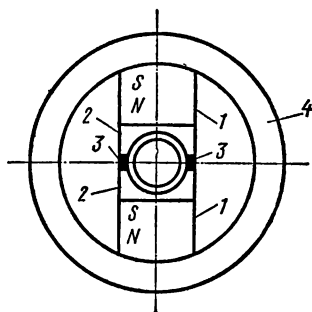


Рис. 2.47. Магнитная система с магнитами на основе сплава Fe-Ni-Al

Особенности механических свойств магнитов на основе сплавов Fe-Ni-Al (невозможно выполнить резьбу, трудно сделать отверстия и т. п.) требуют специальных решений при монтаже магнитной системы.

На рис. 2.47 показана удобная в отношении монтажа и хорошая с точки зрения магнитных свойств система, широко применяемая в измерительных механизмах магнитоэлектрических приборов. Сборку такой системы можно выполнить без применения крепежной арматуры, например надеванием нагретого до нескольких сот градусов кольца 4 на детали 1, 2 и 3. При остывании кольцо стягивает всю систему.

Иногда в магнитах делают канавки, применяют литье на стальные или бронзовые втулки, под отверстия (литье со стержнями) и т. п.

§ 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 прессформ и использования специализированного оборудования (прессов, печей с защитной атмосферой и др.) методы порошковой металлургии экономически выгодно применять для массового производства только небольших (весом до нескольких сот граммов) магнитов или магнитов

сложной конфигурации. Как было указано в § 2.1, 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, а также из деформируемых сплавов Cu-Ni-Co, Cu-Ni-Fe, Fe-Co-Mo, Pt-Co и Ag-Mn-Al (см. § 2.17), 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 обработке.

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 понижения 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 прессформе совместным прессованием смеси порошков магнитотвердого материала и железа с последующим спеканием.

В табл. 2.18 приведены магнитные свойства металлокерамических магнитов.

ТАБЛИЦА 2.18

Магнитные свойства металлокерамических магнитов
(ГОСТ 13596—68)

Марка магнита	B_r , тл (не менее)	H_c , ка/м (не менее)	W_{\max} , дж/м ³ (не менее)	B_D , тл	H_D , ка/м
ММК1	0,60	24	3000	0,35	17
ММК2	0,48	39	3500	0,30	23
ММК3	0,52	44	4000	0,30	27
ММК4	0,55	40	4500	0,30	30
ММК5	0,60	44	4700	0,35	27
ММК6	0,65	44	5000	0,40	25
ММК7	0,95	44	10500	0,60	35
ММК8	1,10	40	14000	0,80	35
ММК9	0,75	80	12000	0,45	54
ММК10	0,80	100	15000	0,53	57
ММК11	0,70	128	16000	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. Эти 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 *, например с фенольной смолой, и прессуют под сравнительно невысоким давлением — около $5 \cdot 10^2$ мкн/м² (5 Т/см²). Далее заготовки нагревают до 120—180° С и выдерживают при этой температуре несколько часов для полимеризации связующего компонента.

Полученные магниты имеют точно выдержанные 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. На рис. 2.48 показаны кривые размагничивания металлопластического магнита из сплава, состоящего из 15% Al, 24% Ni, 4% Cu и литого магнита, близкого по составу (ЮНД4).

* Иногда применяют жидкие связующие компоненты.

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 $5,0 \cdot 10^3$ — $5,5 \cdot 10^3$ кг/м³ ($5,0$ — $5,5$ г/см³) вместо $7,0 \cdot 10^3$ — $8,0 \cdot 10^3$ кг/м³ ($7,0$ — $8,0$ г/см³) 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 цепях при 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, железокобальта и интерметаллического соединения Mn-Bi . Магниты из этих материалов применяют пока еще мало, но на основании теоретических расчетов их считают весьма перспективными.

Природа высококоэрцитивного состояния оксидных магнитов и магнитов из микропорошков в значительной степени объясняется процессами перемагничивания однодоменных частиц.

Ранее (§ 1.8) было показано, что для ферромагнетика (и ферримагнетика) энергетически выгодной является многодоменная структура, которой соответствует минимум магнитостатической (и полной) энергии. Однако это справедливо лишь для тела достаточно больших размеров (достаточно большого диаметра D_0 в случае сферы). При уменьшении D до критической величины энергетически выгодным становится образование одного домена, что можно объяснить следующим. Магнитостатическая энергия пропорциональна третьей степени линейного размера (объемный эффект), а энергия граничных стенок — второй степени линейного размера (поверхностный эффект). Поэтому при уменьшении D магнитостатическая энергия убывает быстрее энергии граничных стенок и при $D < D_0$ становится меньше последней.

Критический диаметр можно определить из выражения

$$D_0, \text{ мкм} = \frac{36 \cdot 10^6}{\mu_0 I_s^2} \sqrt{\frac{k \theta K_1}{a}}, \quad (2.21)$$

где k — постоянная Больцмана;

K_1 — константа кристаллографической анизотропии;

a — межатомное расстояние.

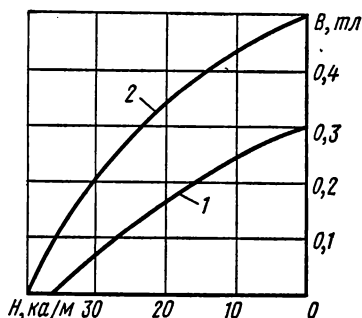


Рис. 2.48. Кривые размагничивания и магнитной энергии металлопластического (кривая 1) и литого (кривая 2) магнитов из сплава ЮНД4

Формулу (2.21) нельзя считать универсальной. Например, для веществ с малым значением K_1 (железо) рекомендуется * уточненная формула. Ориентировочно можно считать, что критический диаметр равен: для железа — 0,05 мкм, бариевого феррита — 1,5 мкм, интерметаллического соединения Mn-Bi — 8 мкм.

Для материалов, в которых каждая частица представляет собой один домен и отделена от других частиц немагнитной прослойкой, намагничивание происходит без смещения границ, только за счет процесса вращения, что требует больших намагничивающих полей.

Коэрцитивная сила при таком намагничивании возникает в результате кристаллографической анизотропии, анизотропии формы и анизотропии механических напряжений.

Все три составляющие H_c можно подсчитать по формулам:

а) при кристаллографической анизотропии

$$K H_c = \frac{2K_1}{\mu_0 I_s}; \quad (2.22)$$

б) при анизотропии формы

$$N H_c = I_s (N_b - N_a); \quad (2.23)$$

в) при анизотропии механических напряжений

$$H_c = \frac{3\lambda_s \sigma}{2\mu_0 I_s}, \quad (2.24)$$

где N_a^{**} — коэффициент размагничивания по продольной оси частиц;

N_b^{**} — он же в поперечном направлении;

λ_s — константа магнитострикции;

σ — величина механических напряжений, приложенных к образцу.

Практически для получения материалов из микропорошков с большой коэрцитивной силой используют только кристаллографическую анизотропию и анизотропию формы. Увеличение H_c путем создания механических напряжений пока не применяют.

Чтобы материал обладал наибольшей магнитной энергией W_{\max} , кроме увеличения H_c , необходимы максимальные значения остаточной индукции B_r и коэффициента выпуклости γ .

Остаточная индукция зависит от свойств вещества (I_s), плотности упаковки монодоменных частиц и степени магнитной анизотропии материала.

Наибольшие значения I_s имеют железо и сплавы Fe-Co. С увеличением плотности упаковки индукция возрастает, но, начиная с некоторого значения, падает H_c . Оптимальный коэффициент заполнения составляет приблизительно 50—70%. Магнитная анизотропия материала, которая достигается, например, в результате воздействия магнитного поля при прессовании, увеличивает B_r за счет уменьшения

* Пейн Т. Магнитные свойства мелких частиц. Сб. «Магнитные свойства металлов и сплавов». ИИЛ, 1961.

** Для рационализованной формы написания уравнений.

разницы между B_r и B_s (в пределе $B_r = \mu_0 I_s$). Одновременно с этим возрастает γ .

Таким образом, чтобы получить материал для постоянных магнитов из микропорошков с высокими магнитными свойствами, необходимо создать систему из параллельно ориентированных монодоменных частиц, обладающих анизотропией формы (например, в виде удлинённых эллипсоидов) при условии оптимальной плотности упаковки.

В табл. 2.19 приведены предельные магнитные параметры материалов из микропорошков, вычисленные в предположении выполнения сформулированных условий; здесь же помещены сведения о практически достигнутых значениях этих параметров.

ТАБЛИЦА 2.19

Свойства материалов для постоянных магнитов из микропорошков *

Материал	B_r , тл	H_c , ка/м	H_c , ка/м	W'_{\max} , кдж/м ³
Сплав Mn-Bi:				
теоретически верхний предел	0,78	2960	625	60,8
практически достигнутое значение	0,48	480	294	21,6
Бариевый феррит:				
теоретически верхний предел	0,47	1360	373	21,6
практически достигнутое значение	0,4	156	154	14,8
Железо:				
теоретически верхний предел	1,43	288	288	154
практически достигнутое значение	0,9	57,5	56	14
Железо-кобальт:				
теоретически верхний предел	1,63	328	328	199,6
практически достигнутое значение	0,91	84	82	20

* Пейн Т. Магнитные свойства мелких частиц. Сб. «Магнитные свойства металлов и сплавов». ИИЛ, 1961.

По данным табл. 2.19, 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 80%.

Объясняется это тем, что для бариевых ферритов K_1 велико, а I_s мало. Следовательно, на основании формулы (2.22) можно сделать вывод, что $K H_c$ имеет большое значение и именно она в основном определяет значение H_c . Кроме того, критический размер D_0 монодоменных частиц феррита бария составляет сравнительно большую величину, равную 1,5 мкм. Получение частиц таких размеров без выполнения условия их удлинённой формы является практически разрешимой задачей.

Для железа и железо-кобальта K_1 мало, а I_s велико. Следовательно, составляющая $K H_c$ мала и существенное увеличение $I H_c$ может быть достигнуто только в результате использования анизотропии формы частиц. Но для этого требуются получение частиц определенной формы, имеющих размеры 0,01—0,1 мкм, параллельное их расположение и оптимальная плотность упаковки, что связано с большими технологическими трудностями.

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.

ТАБЛИЦА 2.20

Электромагнитные свойства бариевых магнитов

Марка феррита	B_r , тл	H_c , кА/м	$I H_c$, кА/м	$\frac{W}{\text{кДж/м}^3}$ max'	ρ , ом·м *	Примечание
0,7БИ ..	0,18—0,21	114—128	120—280 *	2,8—3,2	10^6	Высокое ρ (без ка-олина)
1БИ . . .	0,19—0,22	128—144	176—320 *	3,2—4,4	10^3	Повышенные по сравнению с 0,7БИ магнитные свойства
2БА . . .	0,3—0,35	184—232	200—3040 *	8,0—12,6	10^3	Повышенная B_r
2БА1 . . .	0,28—0,33	192—240	не менее 3040	7,2—10	10^3	Повышенная H_c
3БА . . .	0,35—0,4	128—184	128—184 *	12—14	10^3	

* Параметры не контролируются, даны для справок.

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 масса сметанообразной консистенции заливается в прессформу, которая помещается 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 составля-

ла 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 путем 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.

Электромагнитные параметры бариевых магнитов приведены в табл. 2.20, кривые размагничивания — на рис. 2.49.

По величине магнитной энергии БИ соответствуют приблизительно ЮНД4 (АНЗ), а БА — ЮНДК18 (АНКоЗ). 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 внешних 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 достоинство бариевых магнитов состоит в том, что они не содержат дефицитных и дорогих материалов. Бариевые магниты приблизительно в 10 раз дешевле магнитов из ЮНДК24 (АНКо4).

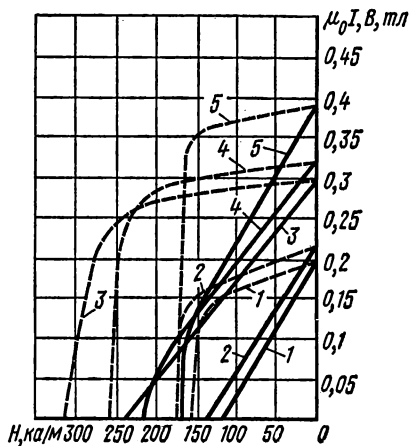


Рис. 2.49. Кривые размагничивания бариевых магнитов (сплошные линии относятся к B , пунктирные — к $\mu_0 I$): 1 — 0,7БИ; 2 — 1БИ; 3 — 2БА1; 4 — 2БА; 5 — 3БА

* Для БА кривые возврата для точек выше W_{\max} совпадают с кривой размагничивания, а ниже W_{\max} идут параллельно ее верхней ветви.

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 бариевых магнитов составляет приблизительно $-2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$, 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, что иллюстрируется рис. 2.50. При повторном понижении температуры B практически не изменяется.

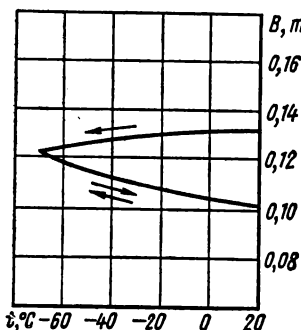


Рис. 2.50. Температурная зависимость для магнитов БИ в разомкнутой цепи ($l/d=1$)

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 $20 \div 80^\circ\text{C}$, 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 нагреве 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.

На основе феррита кобальта промышленностью выпускает материал 1,5 ФК, обладающий следующими свойствами: остаточная индукция $B_r=0,24-0,27 \text{ тл}$; коэрцитивная сила (по магнитной индукции) $H_c=108-152 \text{ кА/м}$; максимальная удельная энергия $W_{\text{max}}=5,6-6,8 \text{ Дж/м}^3$; удельное электрическое сопротивление $\rho=10^2 \text{ ом}\cdot\text{м}$, плотность $\gamma=3,3 \cdot 10^3-3,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ($3,3-3,5 \text{ г/см}^3$), что приблизительно в два раза меньше, чем у литых магнитов.

Магниты из микропорошков. Технология производства магнитов

из микропорошков Mn-Bi заключается в следующем. Механическим дроблением марганцевисмутового сплава (23% Mn и 77% Bi) получают частицы монокристаллических 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 Mn-Bi порошка соответствуют свойствам лучших металлических материалов для постоянных магнитов. Особенно большое значение имеет коэрцитивная сила (H_c до 480 кА/м). Однако эти свойства сохраняются только для температур 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 устойчивости 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.

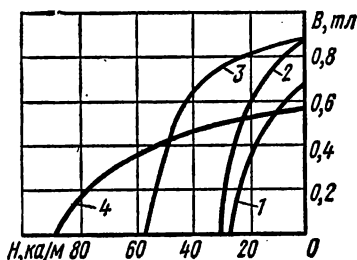


Рис. 2.51. Кривые размагничивания магнитотвердых материалов из микропорошков железа и сплава железо-кобальт:

1 — железный порошок, сферические частицы; 2 — железокобальтовый порошок, сферические частицы; 3 — железный порошок, удлиненные частицы, плотность упаковки 50%; 4 — железный порошок, удлиненные частицы, плотность упаковки 30%

§ 2.17. ПРОЧИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

Кроме рассмотренных наиболее широко применяемых 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. 2.21.

ТАБЛИЦА 2.21

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 , тл	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 и 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° С (в кипящей воде).

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 металлочерамической технологии. Марок пластически деформируемых сплавов много, и 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 I (магнетофлекс), 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.

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 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 викаллоев приблизительно аналогичны свойствам меди, а после обработки — стали. Основной недостаток этих сплавов — высокая стоимость.

ТАБЛИЦА 2.22

**Некоторые свойства пластически деформируемых сплавов
для постоянных магнитов**

Марка сплава	Химический состав, % (остальное Fe)	B_r , тл	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	0,53	36	4,0

Примечания:

1. В скобках указаны марки сплавов по ГОСТ 10994—64.

2. Для сплавов викаллой и кунифе свойства указаны в направлении прокатки.

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. 2.22. 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 $H_c = 2,8—24$ кка/м и $B_r = 1,3—0,65$ тл.

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 весом в несколько миллиграммов. При изготовлении магнитов из всех сплавов этой группы широко используют металлокерамическую технологию.

Сплавы на основе драгоценных металлов характеризуются чрезвычайно высокими значениями коэрцитивной силы. Для сплава Pt-Co, $H_c = 400$ кка/м; для сплава сильманал, $H_c = 480$ кка/м. По величине W_{\max} сплав Pt-Co сравним со сплавом ЮНДК24, т. е. $W_{\max} \approx 16$ кдж/м³. Известен кобальтоплатиновый сплав, у которого $W_{\max} = 36$ кдж/м³. У сплава сильманал $B_r \approx 0,052$ тл, т. е. очень мала, и поэтому $W_{\max} \approx 0,3$ кдж/м³, что приблизительно в десять раз меньше, чем у самого дешевого сплава группы Fe-Ni-Al.

Очень большие значения H_c сплавов из 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, штампуются, сгибается, скручивается. Известно применение «магнитной резины» в качестве листов магнитной памяти для вычислительных машин, магнитов для отклоняющих систем в телевидении, корректирующих магнитов и др.

Эластичные магниты изготавливают из мелкого порошка магнитотвердого материала (наполнитель) и резиновой основы. В качестве наполнителя наиболее часто используют феррит бария (см. § 2.15).

* См., например, Т. В. Bor. Flexible Magnets, Engineering Materials and Desing, № 5, 1967.

Смешение магнитного порошка и каучука производят на вальцах, из полученной смеси формуют изделия нужной конфигурации и размеров. При этом для получения стержней используют шприцмашины; для получения листов — каландры и т. д. Далее изделия подвергают вулканизации.

Эластичные магниты на основе феррита бария характеризуются следующими средними параметрами (по данным Т. Бора, см. ссылку на стр. 156): $B_r=0,145$ тл; $H_c=93$ кА/м; $H_c=195$ 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 $0,005 \div 0,01$ мм; $H_c=24-40$ кА/м; $B_r \approx 0,08$ тл.

* См. [2.17].

** Подробно об этом см., например, в кн. Ч. Ми «Магнитная запись» (пер. с англ.). Изд-во «Энергия», 1967.

Отечественные ленты на пластмассовой (диацетатной) основе изготавливают преимущественно типов 2 и 6. Для ленты типа 2 используют порошок из феррита кобальта (см. § 2.16), для ленты типа 6 — гамма-окисел железа (γ - Fe_2O_3) игольчатой формы с длиной частиц около 0,4 мкм и отношением длины к диаметру, приблизительно равным трем. Процесс получения порошка γ - Fe_2O_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° С.

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, связывающего вещества, пластификатора и различных добавок, способствующих смачиванию и разделению частиц порошка и уменьшению абразивности рабочего слоя.

При использовании порошков с анизотропией формы частиц (например, игольчатых γ -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/сек и в бытовых магнитофонах на скорости 19,05 см/сек.

Лента типа 6 обеспечивает высокое качество записи и воспроизведение звука при использовании в профессиональной аппаратуре на скорости 19,05 см/сек и в бытовых магнитофонах на скорости 9,53 и 4,75 см/сек.

Ленты необходимо хранить при температуре 10—25° С и относительной влажности воздуха 50—60%; недопустимой является температура выше 30° С, температура ниже 10° С не рекомендуется.

Кроме типов 2 и 6, отечественная промышленность производит и другие типы лент, например ленту типа 10 на лавсановой основе.

Т А Б Л И Ц А 2.23

Магнитные свойства сплавов P3—Co_5 при комнатной температуре
(предельные теоретические значения)

Свойства	Материалы				
	YCo_5	CeCo_5	SmCo_5	$(\text{YMM})^*\text{Co}_5$	$(\text{CeMM})^*\text{Co}_5$
$W_{\text{тэж}}$, 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

* MM — мишметалл, представляющий собой смесь редкоземельных металлов с преобладанием одного из них.

Сплавы на основе редкоземельных элементов. Исследования последних лет показали, что интерметаллические соединения типа $R_3\text{-Co}_5$, где R_3 — редкоземельные металлы, обладают чрезвычайно высокими значениями коэрцитивной силы и максимальной удельной энергии.

В табл. 2.23 * приведены предельные теоретические значения магнитных свойств некоторых сплавов $R_3\text{-Co}_5$. Свойства промышленных образцов этих материалов пока еще значительно ниже приведенных в табл. 2.23. Технология получения этих сплавов разработана слабо и отличается значительной сложностью. Остановимся на описании технологического процесса, на основе которого удалось получить сплав SmCo_5 с уникальными свойствами — величина максимальной удельной энергии этого материала достигала $80,8 \text{ кДж/м}^3$ **.

Самарий и кобальт сплавляли в защитной атмосфере; сплав длительно мололи; после помола порошок подвергался термообработке в никелевом контейнере, что улучшало значение коэрцитивной силы и остаточной намагниченности. Затем порошок ориентировали в магнитном поле с напряженностью 2400 кА/м и уплотняли в малые блоки, которые подвергали гидростатическому прессованию до объемной плотности 70%. Далее блоки помещали в платиновый контейнер и подвергали гидростатическому прессованию до плотности 82% и небольшой одноосной пластической деформации, что позволило увеличить объемную плотность до 95% и более. Связкой при прессовании не пользовались. Очевидно, что столь сложная технология определяет и высокую стоимость материала. Снижение стоимости может быть достигнуто как упрощением технологии, так и применением вместо дорогостоящих чистых редкоземельных металлов мишметалла (см. табл. 2.23).

Сплавы $R_3\text{-Co}_5$ успешно конкурируют со сплавами Pt-Co , которые они превосходят по термостабильности и по стоимости на единицу веса (приблизительно в 20 раз дешевле).

Применение сплавов $R_3\text{-Co}_5$ требует решения ряда вопросов — создания чрезвычайно мощных намагничивающих устройств, специального комплекса измерительных установок, разработки новых конструкций магнитных систем.

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, вычисли-

* Strnat K. Сплавы кобальта с редкоземельными элементами — новые перспективные материалы для постоянных магнитов. *Cobalt*, № 36, 1967.

** Westerdorp F. F., Buschow K. H. Постоянные магниты с максимальной энергией $(BH)_{\text{max}} = 20 \cdot 10^6 \text{ эс} \cdot \text{э}$. *Solid State Commun*, v. 7, No8, p. 639, 1969.

тельной техники, аппаратуре телеграфной связи, многоканальных импульсных системах радиосвязи и т. п.

Степень прямоугольности петли гистерезиса характеризуют коэффициентом прямоугольности

$$\alpha = \frac{B_r}{B_{\max}}, \quad (2.25)$$

где B_r — остаточная магнитная индукция, соответствующая максимальному значению магнитной индукции B_{\max} (чаще всего B_{\max} определяют для намагничивающего поля с напряженностью $H_{\max} = 5 \text{ Нс}$, 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 представляет собой 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*, *текстурованные 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 таких 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 сверхтонкого 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 перемагничивание 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 — w_1, w_2, w_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 w_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 w_3 возникнет э. д. с.

$$e_1 = -w_3 \frac{d\Phi}{dt} \approx -w_3 \frac{\Delta\Phi_1}{\Delta t_1}, \quad (2.26)$$

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 w_2 , подать отрицательный импульс тока, то сердечник перемагнитится из состояния «1» в состояние «0» и в обмотке w_3 возникнет полезный сигнал считывания единицы в виде э. д. с.

$$e_3 = -w_3 \frac{d\Phi}{dt} \approx -w_3 \frac{\Delta\Phi_2}{\tau}, \quad (2.27)$$

где τ — время перемагничивания, 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 перемагничивания 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.

На рис. 2.52 представлены сравнительные зависимости $1/\tau = f(H)$ для трех основных групп материалов с ППГ, из которых большим пре-

имуществом 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 .

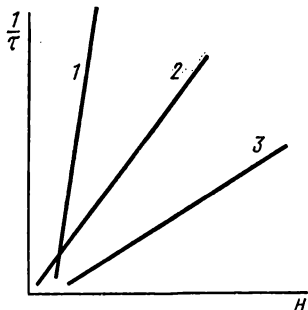


Рис. 2.52. Сравнительные зависимости $1/\tau=f(H)$ для трех групп материалов с ППГ:

1 — магнитные пленки; 2 — сердечники из ферромагнитных лент сверхтонкого проката; 3 — ферриты

Коэффициент переключения S_w зависит только от типа ферромагнетика (свойств материала сердечника) и его геометрии и в определенных пределах не зависит от характера переключения. Коэффициент переключения измеряют обычно в $a \cdot \text{сек}/\text{см}$, $a \cdot \text{мксек}/\text{м}$ или $\text{э} \cdot \text{мксек}$ * (иногда используют и другие единицы). Для ферритов различных марок $S_w=28\text{--}54 a \cdot \text{мксек}/\text{м}$; для сердечников из ленты сверхтонкого проката $S_w=24\text{--}95 a \cdot \text{мксек}/\text{м}$ 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 $K_{\text{кв}}$, 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 $-H_{\text{max}}$, следующим за полным положительным воздействием:

$$K_{\text{кв}} = \frac{\Delta B(kH_{\text{max}})}{\Delta B(-H_{\text{max}})} \quad (2.28)$$

Рис. 2.53 иллюстрирует это определение.

Часто пользуются другим параметром, характеризующим квадратность петли гистерезиса: отношением поля трогания 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. 2.53).

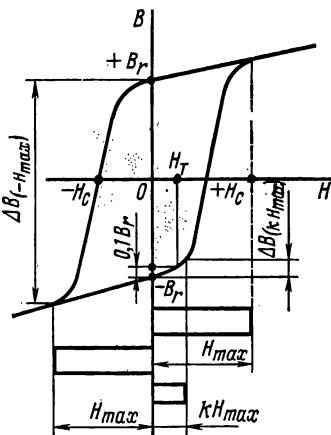


Рис. 2.53. К определению коэффициента квадратности

* $1 a \cdot \text{сек}/\text{см} = 10^8 a \cdot \text{мксек}/\text{м} = 1,25 \cdot 10^8 \text{ э} \cdot \text{мксек}$.

Для хороших образцов ферритов $K_{\text{кв}} < 0,2$ (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 $1/\tau = f(H)$.

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. 2.54. 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%.

Наибольшие неприятности при использовании схем на ферритах с ППГ при повышенных температурах вызывает уменьшение коэффициента квадратности и прямоугольности динамической петли гистерезиса, приводящие 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 используются материалы с ППГ, требования к ним могут существенно различаться. Так, материалы, предназначенные для работы в устройствах переработки дискретной информации, должны отличаться небольшим значе-

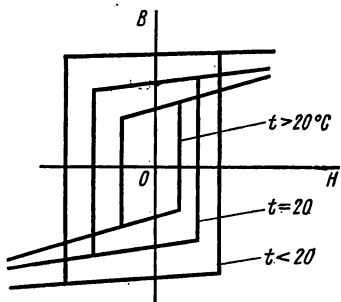


Рис. 2.54. Петли гистерезиса феррита с ППГ при разных температурах

нием 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 магниймарганцевой 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 (подробнее об этом см., например, в [2.24]).

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 прессформах можно изготавливать и сердечники со сложным магнитопроводом (СМАГи): трансфлюксоры, биаксы и др. Однако для формирования сердечников сложной конфигурации чаще используют метод горячего литья под давлением.

Для запоминающих устройств изготавливают ферритовые пластины небольших размеров с очень большим числом отверстий. Так, например, пластины размером 15×15 мм содержат $16 \times 16 = 256$ отверстий. Для выполнения подобных пластин применяют ультразвуковое сверление.

Особое место в технологии производства элементов запоминающих устройств из ферритов с ППГ занимают слоистые ферритовые матрицы,

изготавливаемые путем спрессовывания ферритовых слоев, полученных методом прокатки или разлива шликера, с нанесенной на них системой токопроводящих шин.

На рис. 2.55 представлены некоторые 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 $0,02 \text{ мм}^*$.

Тонкие пленки изготавливают или испарением магнитного материала в вакууме с последующим охлаждением его на поверхности носителя, или методом катодного распыления в атмосфере 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. 2.24 приведены основные, а в табл. 2.25 — вспомогательные параметры нормализованных ферритов

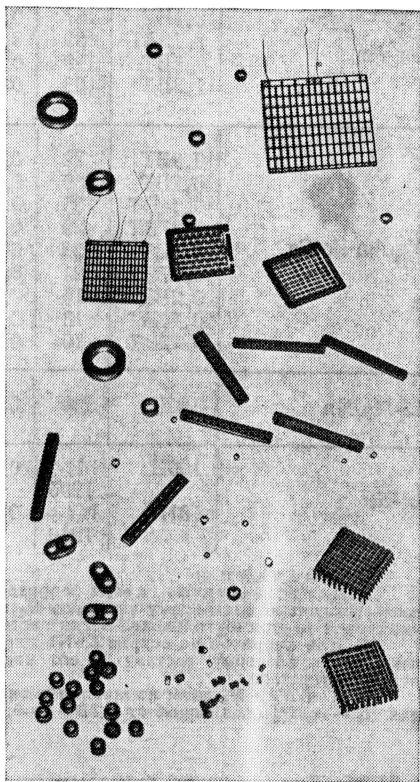


Рис. 2.55. Ферритовые сердечники с ППГ

* Любенко Э. А., Розанова В. М., Сизов Е. А. Тончайшие ленты из прецизионных сплавов. Сб. трудов ЦНИИЧМ, вып. 64. Изд-во «Металлургия», 1968.

Основные свойства ферритов с ППГ (по данным ОСТ-11)

Система состава	Марка феррита	H_c , а/м	B_r , тл	H_T/H_c (не менее)	ТКНс · 10 ² град ⁻¹		Точка Кюри Θ , °С (не менее)
					при -60 ÷ +20° С	при 20 ÷ 100° С	
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 ÷ 1200	0,24	0,75	+0,2	-0,2	630
	101П	144 ÷ 1200	0,24	0,75	+0,12	-0,15	630

Примечания:

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 — ±15%; для H_c — ±10% (для марок от 0,7BT до 0,12BT ±15%).

с ППГ. Типоразмеры кольцевых сердечников с ППГ даны в табл. 2.26.

На рис. 2.56 и 2.57 представлены зависимости для некоторых марок ферритов с ППГ соответственно коэрцитивной силы и отношения поля трогания к коэрцитивной силе от температуры.

Металлические материалы с ППГ производят в соответствии с ГОСТ 10160—62 «Сплавы железоникелевые с высокой магнитной проницаемостью», который предусматривает выпуск сплавов 50НП, 65 НП, 34НКМП, обладающих кристаллографической или магнитной текстурой. В приложении к стандарту указан режим окончательной термической обработки изделий. В табл. 2.27 приведены магнитные свойства сплавов 50НП, 65НП и 34НКМП после термической обработки. Свойства металлических сплавов в виде лент сверхтонкого проката приведены в табл. 2.28.

Вспомогательные свойства ферритов с ППГ

Система состава	Марка феррита	$\alpha = \frac{B_T}{B_m}$, (не менее)	ТКН _T · 10 ^{-2 град⁻¹} , (не более)		ТКВ _r · 10 ^{-2 град⁻¹} , (не более)		H_0/H_c , (не более)	S_w , (не более)		ρ , Ом·м, (не менее)
			при -60 ÷ +20° С	при 20 ÷ 70° С	при -60 ÷ +20° С	при 20 ÷ 70° С		э-мксек	а-мксек/м	
Mg-Mn	2,1BT	0,90	+0,7	-0,6	+0,20	-0,30	1,3	0,55	44	5 · 10 ⁴
	1,75BT	0,90	+0,7	-0,6	+0,20	-0,25	1,4	0,60	48	1 · 10 ²
	1,5BT	0,91	+0,7	-0,6	+0,25	-0,30	1,5	0,65	52	5 · 10 ²
	1,3BT	0,91	+0,8	-0,7	+0,25	-0,25	1,6	0,65	52	3 · 10 ²
Mg-Mn-Zn-Ca	0,9BT	0,92	+0,8	-0,6	+0,25	-0,25	1,9	0,60	48	2 · 10 ²
	0,7BT	0,93	+1,0	-0,7	+0,25	-0,30	2,9	0,55	44	2 · 10 ²
	0,44BT	0,93	+1,0	-0,9	+0,35	-0,35	4,1	0,55	44	2 · 10 ²
	0,37BT	0,93	+1,4	-1,0	+0,40	-0,40	3,2	0,60	48	1 · 10 ⁶
	0,3BT	0,93	+1,0	-0,9	+0,40	-0,45	4,0	0,60	48	1 · 10 ⁴
	0,27BT	0,90	+2,0	-1,4	+0,60	-0,55	1,8	0,45	36	2 · 10 ³
	0,2BT	0,94	+0,9	-1,4	+0,30	-0,40	3,3	0,60	48	2 · 10 ⁵
	0,16BT	0,93	+1,8	-1,2	+0,45	-0,60	4,3	0,50	40	5 · 10 ²
	0,12BT	0,91	+2,0	-1,3	+0,55	-0,74	5,8	0,35	28	6 · 10 ⁴
	3BT	0,89	+0,3	-0,25	+0,25	-0,25	1,2	0,60	48	5 · 10 ⁵
	100П	0,90	+0,2	-0,2	+0,10	-0,10	1,2	0,65	52	1 · 10 ⁶
	101П	0,90	+0,15	-0,15	+0,10	-0,10	1,2	0,65	52	1 · 10 ⁶

ТАБЛИЦА 2.26

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
0,16ВТ	$2 \times 1,4 \times 0,8$ $2 \times 1,4 \times 1$ $2,4 \times 1,8 \times 0,6$ $3 \times 2 \times 0,5$ $3 \times 2,2 \times 1$ $3 \times 2 \times 1,3$ $4 \times 2,8 \times 1,3$ $7 \times 4 \times 2$ $10 \times 6 \times 2$	0,7ВТ	$2 \times 1,4 \times 0,9$ $4 \times 2,8 \times 1,3$ $7 \times 4 \times 2$ $10 \times 6 \times 2$
		0,9ВТ	$1,2 \times 0,8 \times 0,35$ $2 \times 1,4 \times 0,8$ $2 \times 1,4 \times 1$
0,27ВТ	$2 \times 1,4 \times 1$ $3 \times 2 \times 1,3$ $3 \times 2,2 \times 1$ $4 \times 2,5 \times 1,5$	1,3ВТ	$1,4 \times 1 \times 0,4$ $1,4 \times 1 \times 0,6$ $2 \times 1,4 \times 0,8$
		1,5ВТ	$3 \times 2 \times 1,3$ $3 \times 2 \times 1,5$
0,3ВТ	$3 \times 2 \times 1,3$	1,75ВТ	$1,2 \times 0,8 \times 0,4$
0,37ВТ	$2 \times 1,3 \times 0,7$		

ТАБЛИЦА 2.27

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 0,05	20 18	0,85
50НП-У	0,02 0,05	16 14	0,90
65НП	0,02—0,04 0,05—0,08 0,10—0,18 0,20—0,30 0,35—0,50	6,4 3,2 2,8 2,4 2,4	0,90
34НКМП	0,02—0,04 0,05—0,08 0,10—0,18 0,20—0,50	16 12 8 6,4	0,90 0,87 0,85 0,85

Магнитные свойства сплавов с ППГ в виде ленты толщиной 0,003 мм

Марки сплава	H_c , а/м	B_r , тл	α	H_T , а/м	S_{30} , а·мксек/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
34НҚМП	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 термомагнитной обработки.

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.

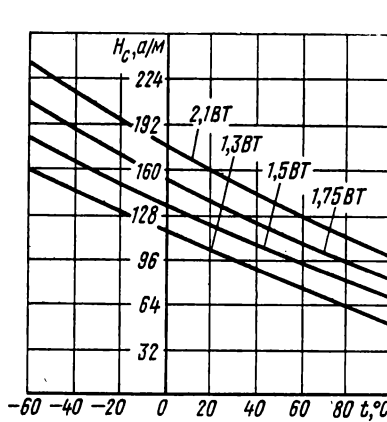


Рис. 2.56. Температурная зависимость коэрцитивной силы для ферритов с ППГ

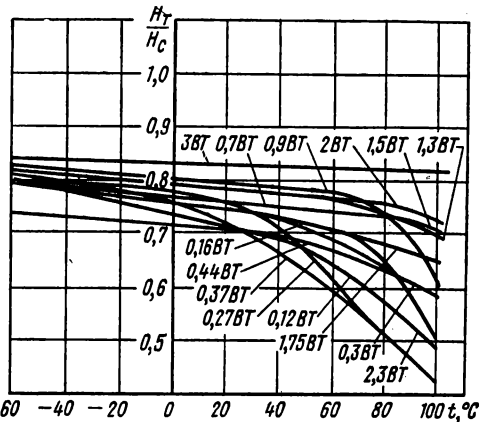


Рис. 2.57. Температурная зависимость отношения поля трогания к коэрцитивной силе для ферритов с ППГ

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 кГц, 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·мксек/м. При частотах перемагничивания в десятки кГц лучше использовать сердечники из

сплава 34НКМП с толщиной ленты 10 и 5 мкм, которые имеют высокий коэффициент прямоугольности (до 0,98).

Вследствие сложности технологического процесса сердечники из ленты сверхтонкого проката являются дорогими элементами, поэтому во всех возможных случаях 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.

§ 2.19. ФЕРРИТЫ ДЛЯ УСТРОЙСТВ СВЧ

Диапазон СВЧ охватывает интервал частот от сотен до десятков тысяч мегагерц, т. е. диапазон волн длиной от метров до миллиметров.

Для передачи электромагнитной энергии такой частоты применяют волноводы — полые металлические трубы различной конфигурации, чаще всего с прямоугольной или круглой формой поперечного сечения, а также коаксиальные и полосковые линии передачи. На рис. 2.58 представлены простейшие типы волноводов и структура электромагнитного поля в них.

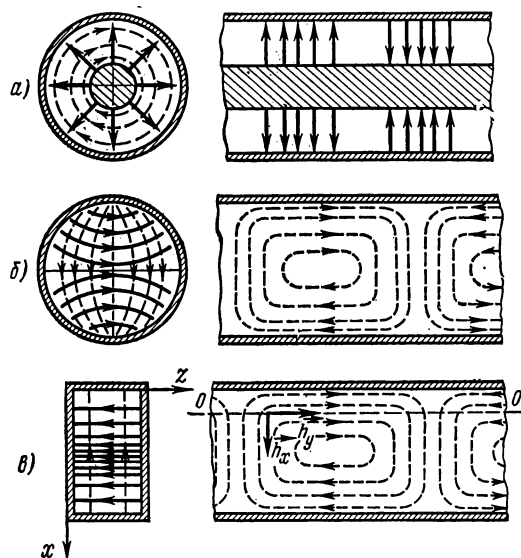


Рис. 2.58. Основные типы волноводов и структура электромагнитного поля в них (сплошными линиями обозначены электрические силовые линии; пунктирными — магнитные):

а — коаксиальный; б — круглый; в — прямоугольный

Структуру поля и скорость распространения волн можно изменять, помещая внутрь волновода феррит, что и осуществляют при создании различного рода устройств СВЧ. Ферриты в таких устройствах используют при одновременном действии на них переменного

магнитного поля \mathbf{h} СВЧ-диапазона и постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 . В этих условиях магнитная проницаемость μ является тензорной величиной.

Если переменное поле достаточно мало, что имеет место в большинстве практически встречающихся случаев, тензор магнитной проницаемости можно записать следующим образом:

$$\overset{\leftrightarrow}{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{vmatrix}, \quad (2.29)$$

где μ , μ_{\parallel} — диагональные, а $(+j\mu_a)$ и $(-j\mu_a)$ — недиагональные компоненты тензора.

В общем случае эти компоненты зависят от постоянного поля \mathbf{H}_0 , частоты ω , переменного поля \mathbf{h} , а также от свойств феррита — намагниченности и значения гиромагнитного отношения γ для данного вещества (подробнее см. в [2.23]).

Отметим следующие характерные особенности тензора магнитной проницаемости:

1) тензор является несимметричным, так как его недиагональные компоненты не равны; наличие несимметричности позволило создать СВЧ-устройства, не удовлетворяющие принципу взаимности;

2) зависимости компонентов μ и μ_a тензора от ω и H_0 имеют резонансный характер; при совпадении ω с частотой собственной прецессии $\omega = \gamma H_0$ возникает ферромагнитный резонанс; это явление используют при создании различных устройств СВЧ.

Наглядное представление об особенностях магнитной проницаемости на СВЧ можно получить, рассмотрев часто реализуемый на практике случай взаимно перпендикулярного расположения постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 , направленного по оси z , и поляризованного по кругу переменного поля \mathbf{h} ($h_x = h$; $h_y = \pm jh$, $h_z = 0$).

Можно показать (см., например, [2.23]), что для этого случая магнитная проницаемость μ_{\pm} , представляющая собой простую линейную комбинацию компонентов тензора $\overset{\leftrightarrow}{\mu}$, является скалярной величиной и при наличии потерь, всегда имеющих место в реальных условиях, выражается комплексным числом

$$\mu_{\pm} = \mu'_{\pm} - j\mu''_{\pm}, \quad (2.30)$$

где индексы «+» и «—» означают круговую поляризацию соответственно правого и левого вращения.

На рис. 2.59 приведены графики зависимостей действительной μ'_{\pm} (кривые *а*), мнимой μ''_{\pm} (кривые *б*) частей магнитной проницаемости и намагниченности в координатах $\mu_0 I$ (кривые *в*) от поля H_0 при $\omega = \text{const}$.

По рис. 2.59, *а* и *б* видно, что зависимости μ'_{\pm} и μ''_{\pm} от поля H_0 имеют резонансный характер, а μ'_+ и μ''_- меняются монотонно.

Ширину резонансной кривой принято оценивать величиной $2\Delta H$, которую называют шириной линии ферромагнитного резонанса и определяют как разность полей, при которых

$$\mu'_+ = \frac{\max \mu'_+}{2}.$$

Кроме значения $2\Delta H$, 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 часто наряду с основными параметрами требуется знание таких параметров, как

остаточная магнитная индукция, коэрцитивная сила, начальная магнитная проницаемость, зависимости всех параметров от температуры, частоты и внешнего 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 материала), поскольку от нее зависят параметры I_s , $2\Delta H$, ϵ и др.

Рассмотрим важнейшие ферритовые устройства СВЧ и основные принципы их работы *.

Резонансные вентили (однонаправленные линии передачи) основаны на явлении поглощения энергии при резонансе. Как было пока-

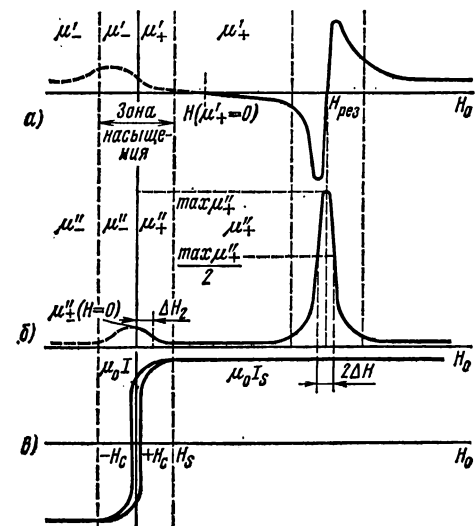


Рис. 2.59. Зависимость компонентов комплексной проницаемости от постоянного поля H_0 при поперечном магнитном поле h с круговой поляризацией правого (+) и левого (—) вращения:

а — действительной части проницаемости μ' ; б — мнимой части проницаемости μ'' ; в — намагниченности I

зано в § 1.4, необратимые процессы преобразования энергии связаны с мнимой частью магнитной проницаемости μ'' ; а обратимые — с действительной частью μ' . При рассмотрении зависимости μ''_{\pm} от подмагничивающего поля H_0 (см. рис. 2.59, б) видно, что для μ''_{+} при $H_0 = H_{\text{рез}}$ имеет место резонанс, т. е. сильное поглощение энергии, а для μ''_{-} резонансные явления отсутствуют. Следовательно, для волны правого вращения (одного направления) тракт заперт, а волна левого вращения (противоположного направления) распространяется практически без потерь.

Фазовращатели могут быть построены на основе различных явлений.

* Примеры осуществления ферритовых устройств СВЧ приведены в § 4.4.

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, т. е. устройств, обеспечивающих циркуляцию энергии между входными и выходными плечами волноводной системы в заданном направлении.

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 магнитной проницаемости малы, а действительные части принимают определенные значения, обеспечивающие соответствующую циркуляцию энергии между каналами циркулятора.

Наиболее раннее применение ферритов на СВЧ связано с использованием эффекта Фарадея (вращением плоскости поляризации электромагнитной волны при изменении величины продольного подмагничивающего поля). На эффекте Фарадея работают вентили, циркуляторы, переменные аттенюаторы (ослабители), модуляторы и переключатели.

В особую группу ферритовых устройств СВЧ следует выделить нелинейные устройства.

При повышении уровня 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.

В ряде случаев ферриты могут быть использованы как излучатели.

Во всех перечисленных устройствах основным элементом является ферритовый вкладыш, от параметров которого зависит работа устройства. Размер и конфигурация ферритового вкладыша определяются

* Название Х- и Y-циркуляторы принято по формальной аналогии формы волнового узла циркулятора с этими буквами.

назначением устройства СВЧ (вентиль, фазовращатель, циркулятор и т. д.) и условиями его применения (диапазон рабочих частот и температур, уровень мощности).

Вкладыш из ферритов СВЧ изготавливают в виде пластин, дисков и цилиндрических стержней.

В резонансных вентилях, вентилях на смещении поля, классических циркуляторах, фазовращателях и в ряде других устройств на прямоугольных волноводах используют главным образом прямоугольные пластины. Для согласования (уменьшения коэффициента стоячей волны в тракте) концы пластин бывают скошенными, закругленными, ступенчатыми или имеют вид стрелки. Длина, ширина и высота пластины зависят от типа устройства, условий расположения пластины в волноводе, рабочей частоты и от требований, предъявляемых к электромагнитным параметрам всего устройства в целом. Так, например, пластины для устройств миллиметрового диапазона волн имеют размеры $0,3 \times 0,8 \times 15$ мм, а дециметрового диапазона, работающих на высоком уровне мощности, достигают размеров $5 \times 80 \times 1200$ мм.

Вкладыши для Х- и Y-циркуляторов имеют вид дисков, размеры которых зависят от конструкции циркулятора и параметров материала, используемого в данном циркуляторе. Диаметры дисков, применяемых в устройствах СВЧ, 1—200 мм.

Цилиндрические стержни, используемые в основном в устройствах фарадеевского типа, изготавливают диаметром 0,5—10 мм и длиной 5—150 мм.

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 диапазона СВЧ используют окисную технологию (см. § 2.7). В процессе производства необходимо тщательно соблюдать все тонкости технологического процесса, поскольку воспроизводимость материала существенным образом зависит от многих причин — подбора исходного сырья по содержанию в нем примесей, его «активности», режима помола, режимов предварительного и особенно окончательного обжигов и др.

Применение ферритов в дециметровой области диапазона СВЧ и главным образом разработка ряда устройств, в которых используются нелинейные свойства ферритов СВЧ, потребовало создания материалов с минимально узкими линиями ферромагнитного резонанса. Повышение плотности материала, необходимое для уменьшения ширины линии ферромагнитного резонанса, возможно при замене поликристаллического материала монокристаллическим.

В практике изготовления монокристаллов ферритов применяют несколько методов: выращивание монокристаллов из расплава в растворе, пламенно-водородный метод (метод Вернейля) и др. (см., например, в [2.25]).

Различные марки ферритов. На поликристаллические ферриты СВЧ существует стандарт, охватывающий свыше 50 марок материалов,

Основные свойства ферритов для СВЧ *

Марка феррита	$\mu_0 I_s$, мд	B_r , мд	B_r , мд	H_{0r} , а/м	μ'	θ , °С	ϵ'	$\operatorname{tg} \delta_\epsilon$	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кд/м ³	ρ , ом·м	$2\Delta H$, кд/м	
											при $\lambda = 3$ см	при $\lambda = 10$ см

Никелевые ферриты												
1С4	0,450	0,34	0,175	160	107	270	10,4	$1,1 \cdot 10^{-2}$	5,4	$8,2 \cdot 10^4$	33,4	—
1С42	0,290	0,22	0,05	240	20	400	12,2	$1,6 \cdot 10^{-2}$	4,5	$1,7 \cdot 10^7$	22,3	—
1С43	0,440	0,36	0,22	160	86	400	8,5	$1,1 \cdot 10^{-2}$	4,4	$1,3 \cdot 10^3$	32,0	—
1С44	0,480	0,4	0,275	160	83	400	11,1	$1,7 \cdot 10^{-2}$	5,0	$4,8 \cdot 10^6$	13,5	—
2С4	0,220	0,166	0,126	880	10	500	9,2	$1,0 \cdot 10^{-2}$	4,1	$5,9 \cdot 10^4$	55,6	—
2С44	0,450	0,39	0,14	160	47	450	12,5	$9,8 \cdot 10^{-3}$	4,9	$5,3 \cdot 10^6$	9,6	—
3С48	0,450	0,35	0,183	280	46	370	10,4	—	4,1	$8,7 \cdot 10^4$	35,8	—
4С48	0,230	0,14	0,04	360	14	450	—	—	4,8	$7,9 \cdot 10^2$	47,7	—
4С49	0,320	0,26	0,104	320	27	450	—	—	5,1	$2,0 \cdot 10$	22	—
4С410	0,220	0,186	0,042	320	22	530	9,5	$6,6 \cdot 10^{-3}$	5,0	$7,8 \cdot 10^7$	17,5	—
5С4	0,310	0,226	0,064	120	94	340	11,9	$5,4 \cdot 10^{-3}$	4,8	$3,0 \cdot 10^6$	11,1	—
1С47	0,490	—	—	120	140	320	12,5	—	4,9	—	13,5	—
3С416	0,340	—	—	120	—	370	12,7	—	5,1	—	8,8	—

Магнитные ферриты												
1С41	0,210	0,151	0,115	320	20	450	8,2	$4,1 \cdot 10^{-3}$	3,5	$5,5 \cdot 10^6$	80	—
2С41	0,200	0,152	0,104	320	24	370	10,6	$6,4 \cdot 10^{-3}$	3,8	$5,0 \cdot 10^6$	42	—
3С4	0,178	0,12	0,1	400	13	320	11,6	$5,6 \cdot 10^{-3}$	4,1	$5,5 \cdot 10^6$	52	—
3С41	0,170	0,126	0,098	480	13	370	8,2	$6,5 \cdot 10^{-3}$	3,7	$1,9 \cdot 10^7$	57	—
3С42	0,110	0,05	0,014	800	14	310	65	$1,5 \cdot 10^{-2}$	3,1	$4,1 \cdot 10^5$	64	—
3С43	0,220	0,178	0,107	320	13	330	9,5	$1,7 \cdot 10^{-2}$	4,6	$5,1 \cdot 10^4$	32	—
3С44	0,230	0,175	0,1185	240	56	220	11,4	$8,5 \cdot 10^{-3}$	4,1	$5,1 \cdot 10^4$	48	—
3С45	0,230	0,241	0,185	240	54	300	12,5	$6,7 \cdot 10^{-3}$	4,3	$3,9 \cdot 10^8$	32	—
3С46	0,330	0,309	0,235	80	140	200	12,2	$1,7 \cdot 10^{-2}$	4,6	$1,1 \cdot 10^6$	8	—
3С47	0,190	0,15	0,103	240	23	330	11,1	$1,7 \cdot 10^{-3}$	4,1	$3,2 \cdot 10^8$	24	—
3С49	0,340	0,295	0,243	80	40	230	13,2	$1,7 \cdot 10^{-3}$	4,4	$1,0 \cdot 10^4$	9,6	—

Марка феррита	$\mu_0 I_s$, тл	B , тл	B_r , тл	H_c , а/м	μ'	θ , °C	ε'	$\lg \delta_\varepsilon$	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м ³	ρ , ом·м	$2\Delta H$, ка/м	
											при $\lambda=3$ см	при $\lambda=10$ см
3C415	0,220	0,16	0,13	160	12	360	12,0	$8,0 \cdot 10^{-3}$	4,5	$4,7 \cdot 10^7$	32	—
4C4	0,080	0,048	0,0230	440	8	270	5,2	$3,3 \cdot 10^{-3}$	2,1	$9,0 \cdot 10^5$	—	—
4C41	0,100	0,055	0,027	400	9	250	6,5	$2,1 \cdot 10^{-3}$	2,7	$4,0 \cdot 10^5$	56	—
4C42	0,075	0,06	0,034	520	8	280	5,5	$1,1 \cdot 10^{-3}$	2,5	$5,2 \cdot 10^5$	56	—
4C43	0,110	0,05	0,025	940	5	400	—	—	2,0	$1,6 \cdot 10^5$	64	—
4C44	0,113	0,113	0,078	280	18	310	9,5	$1,2 \cdot 10^{-2}$	3,5	$4,8 \cdot 10^5$	40	—
4C45	0,120	0,079	0,046	720	11	360	7,8	$8,0 \cdot 10^{-3}$	3,8	$7,0 \cdot 10^5$	64	—
4C411	0,220	0,212	0,168	160	20	320	9,5	$3,0 \cdot 10^{-3}$	4,2	—	24	—

Магнитные ферроалюминаты

4C46	0,120	0,094	0,067	360	15	290	9,2	$2,9 \cdot 10^{-3}$	3,7	$3,6 \cdot 10^5$	48	43,2
6C41	0,145	0,063	0,025	160	61	150	11,6	$3,2 \cdot 10^{-3}$	4,2	$3,0 \cdot 10^5$	24	8
8C41	0,075	0,069	0,048	400	12	290	9,8	$1,6 \cdot 10^{-3}$	3,6	$1,5 \cdot 10^5$	48	32
10C4	0,080	0,06	0,03	400	12	300	9,6	$1,9 \cdot 10^{-3}$	4,0	$2,0 \cdot 10^7$	44,8	32
20C4	0,045	0,04	0,018	320	10	160	10,4	$3,6 \cdot 10^{-3}$	3,9	$5,5 \cdot 10^5$	20,8	16
30C42	0,110	0,109	0,078	80	48	140	10,5	$1,0 \cdot 10^{-3}$	4,2	$1,7 \cdot 10^5$	16	13
30C44	0,085	0,069	0,023	160	36	150	10,5	$1,9 \cdot 10^{-3}$	3,9	$7,2 \cdot 10^5$	22,4	8

Никелевые и магнитные феррохромиты

10C41	0,065	0,054	0,032	400	11	140	8,5	$1,8 \cdot 10^{-3}$	3,4	$6,8 \cdot 10^5$	17,6	24
16C48	0,065	0,056	0,035	160	17	140	9,5	$2,8 \cdot 10^{-3}$	3,5	$5,8 \cdot 10^5$	20	16
10C49*	0,070	0,065	0,045	80	25	150	14,9	$1,5 \cdot 10^{-3}$	3,8	$3,0 \cdot 10^5$	24	15
10C412	0,110	0,089	0,059	390	8	350	9,0	$8,5 \cdot 10^{-3}$	4,8	$5,2 \cdot 10^4$	—	20
15C4	0,120	0,076	0,038	720	9	320	4,8	$6,0 \cdot 10^{-3}$	4,5	$6,8 \cdot 10^4$	59,2	36
15C41	0,035	0,048	0,015	200	20	110	6,7	$4,2 \cdot 10^{-3}$	3,2	$3,2 \cdot 10^5$	24	24
30C4	0,070	0,06	0,031	160	13	180	9,1	$2,1 \cdot 10^{-3}$	3,6	$3,3 \cdot 10^5$	18,4	17,6

Марка феррита	$\mu_0 I_s$, мд	B_r , мд	B_r , мд	H_c , а/м	μ'	θ , °C	ϵ'	$\text{tg} \delta_\epsilon$	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кгз/м ³	$2\Delta H$, ка/м	
										при $\lambda = 3$ см	при $\lambda = 10$ см
30СЧ1	0,130	0,098	0,06	240	26	230	8,2	$1,4 \cdot 10^{-3}$	3,9	$3,0 \cdot 10^6$	13
40СЧ	0,085	0,067	0,025	80	40	100	10,4	$2,9 \cdot 10^{-3}$	4,0	$9,7 \cdot 10^6$	7
40СЧ1	0,076	0,064	0,033	160	36	100	7,1	$3,4 \cdot 10^{-3}$	3,6	$1,1 \cdot 10^9$	20
Иттриевые ферриты-гранаты											
10СЧ6	0,175	0,168	0,095	80	97	280	14,8	$1,6 \cdot 10^{-3}$	5,0	$1,2 \cdot 10^{10}$	3,2
30СЧ3	0,120	0,12	0,065	80	86	230	14,8	$3,4 \cdot 10^{-3}$	5,0	$3,8 \cdot 10^9$	5,2
30СЧ6	0,130	0,118	0,022	80	76	280	15,5	$5,8 \cdot 10^{-3}$	5,4	$3,1 \cdot 10^8$	5,6
40СЧ2	0,075	0,075	0,034	80	44	180	14,1	$8,1 \cdot 10^{-3}$	4,9	$5,1 \cdot 10^{11}$	4,4
40СЧ4	0,085	0,082	0,024	160	31	280	15,5	$1,7 \cdot 10^{-3}$	5,6	$9,9 \cdot 10^{10}$	9,6
60СЧ	0,047	0,05	0,032	80	28	150	14,0	$4,2 \cdot 10^{-4}$	4,9	$9,0 \cdot 10^9$	3,2
80СЧ	0,030	0,036	0,009	160	23	120	13,5	$1,4 \cdot 10^{-3}$	4,9	$1,6 \cdot 10^9$	4,4
40СЧ5	0,065	0,063	0,040	48	—	170	14,5	$3,0 \cdot 10^{-3}$	4,9	$1,0 \cdot 10^{10}$	4,4
90СЧ	0,024	0,030	0,009	40	—	100	13,0	$2,0 \cdot 10^{-3}$	4,9	$2,0 \cdot 10^{11}$	4,4

Примечания. $\mu_0 I_s$ измерена методом Фарадея в поле 400–640 ка/м; B_r , B_r и H_c определены на кольцевых образцах баллистическим методом при максимальной 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.

* Марка относится к литийтитановым ферритам.

предназначенных для работы в широком диапазоне частот (от десятков до сотен тысяч мегагерц) и температур ($4,2 \div 500^\circ \text{K}$).

Основные свойства этих ферритов приведены в табл. 2.29. По химическому составу входящие в стандарт ферриты можно разделить на следующие группы:

- 1) никелевые ферриты;
- 2) магниевые ферриты;
- 3) магниевые ферроалюминаты;
- 4) никелевые и магниевые феррохромиты;
- 5) иттриевые ферриты-гранаты.

Никелевые ферриты, предназначенные в основном для использования в миллиметровом диапазоне и в коротковолновой части сантиметрового диапазона, характеризуются высокими значениями намагниченности насыщения (около $0,5 \text{ тл}$ при комнатной температуре) и относительно небольшими значениями ширины линии ферромагнитного резонанса ($16\text{—}24 \text{ кА/м}$).

Почти всем никелевым ферритам свойственны высокие значения начальных потерь (вследствие широкой полосы доменного резонанса и больших значений внутренних полей анизотропии). Это существенно ограничивает частотный диапазон (со стороны низких частот) применения таких материалов, несмотря на их высокую термостабильность (точка Кюри их достигает 500°C). В длинноволновой части СВЧ-диапазона такие материалы используют лишь при резонансных условиях.

Более перспективными для создания узлов СВЧ, работающих в средней части сантиметрового диапазона, являются магниевые ферриты. Несколько меньшие по сравнению с никелевыми ферритами значения намагниченности насыщения, а главное, малые значения константы анизотропии обуславливают снижение магнитных потерь в этих материалах. Кроме того, для магниевых ферритов характерны малые значения диэлектрических потерь и высокий коэффициент прямоугольности (особенно в материалах с малой пористостью). Но они обладают меньшими значениями точки Кюри по сравнению с никелевыми ферритами, что снижает их термостабильность.

Среди магниевых ферритов максимальной намагниченностью насыщения обладают ферриты 3СЧ6 и 3СЧ9, используемые в вентильях на смещении поля и в быстродействующих устройствах (феррит 3СЧ9).

Феррит 3СЧ15 при относительно высокой намагниченности $\mu_0 I_s \approx 0,2 \text{ тл}$ довольно термостабилен и имеет узкую петлю гистерезиса, что делает этот материал наиболее перспективным для устройств, работающих в режиме быстродействия.

Феррит 2СЧ1 может быть использован не только в классических вентильях и циркуляторах в виде элементов фазовращателей для диапазона $15\text{—}20 \text{ Гц}$, но также и в Y-циркуляторах (полосковых и волноводных), работающих на более низкой частоте. То же самое относится к ферриту 4СЧ4, который, кроме того, можно успешно применять в переключателях и модуляторах, основанных на эффекте Фарадея. На более высоких частотах материалы 2СЧ1 и 4СЧ4 исполь-

зуют лишь при сильных подмагничивающих полях, достаточных для исчезновения доменной структуры (устройства резонансного типа, волноводные и полосковые).

Для работы в длинноволновой части диапазона СВЧ создана большая группа магнелевых ферроалюминатов и магнелевых феррохромитов.

Магнелевые ферроалюминаты, так же как и магнелевые феррохромиты, характеризуются, как правило, малыми значениями индукции насыщения. Магнитные потери в них при $f > 3000$ Мгц малы, и они широко используются в устройствах, работающих в малых подмагничивающих полях. Феррит 10СЧ8 применяют в фазовращателях, работающих на частоте 3000 Мгц и в Y-циркуляторах при 10—12-см диапазонах волн, а феррит 15СЧ1 — в классических циркуляторах и в Y-циркуляторах, работающих на частотах до 2000 Мгц. Широкое распространение в устройствах СВЧ имеет феррит 30СЧ, применяемый как в волноводных циркуляторах высокого уровня мощности, так и в коаксиальных вентилеях дециметрового диапазона волн. Существенным недостатком этой группы ферритов (особенно 40СЧ) являются низкие значения точки Кюри, ограничивающие область применения этих материалов при повышенных температурах.

Особого внимания заслуживают никелевые феррохромиты 10СЧ12 и 15СЧ. Попытки использовать такие материалы в дорезонансных полях не увенчались успехом, вследствие того что в них очень велики внутренние поля, связанные, по-видимому, с большими значениями энергии анизотропии. Материалы этой группы применяют только в резонансных устройствах, работающих при высоком уровне мощности.

Особое место в группе нормализованных ферритов СВЧ занимают иттриевые ферриты-гранаты с частичным замещением иттрия и железа другими ионами. Среди ферритов, применяемых в низкочастотной области диапазона СВЧ, они являются наиболее распространенными. Поликристаллические ферриты иттриевой группы характеризуются тем, что при относительно высокой намагниченности имеют малые магнитные и диэлектрические потери, что делает их наиболее «активными» и широкополосными при использовании в самых различных устройствах СВЧ (от фарадеевского вращателя 2- и 3-см диапазона до широкополосных X- и Y-циркуляторов метрового диапазона).

Малые константы анизотропии и относительно большие (по сравнению с магнелевыми феррохромитами) намагниченности насыщения обусловили низкие частоты естественного ферромагнитного резонанса этих материалов (300 Мгц). Однако потери на частоте 2000 Мгц в иттриевом феррите-гранате велики вследствие сильного влияния эффекта резонанса доменных границ. Для уменьшения влияния доменного резонанса и снижения намагниченности насыщения в чисто иттриевый феррит-гранат были введены ионы алюминия, что позволило создать серию материалов, которые используются на частотах вплоть до 50 Мгц.

Феррит 10СЧ6 (чисто иттриевый феррит-гранат) успешно применяют в волноводных и полосковых циркуляторах в сантиметровой

области диапазона СВЧ и даже при низких температурах, что является его существенным преимуществом по сравнению с другими материалами. Феррит 30СЧ3 используется в дорезонансных полях на частотах от 2000 Мгц и выше и в Y-циркуляторах (волноводных и полосковых) в широком интервале температур (вплоть до гелиевых).

Феррит 40СЧ2 характеризуется более низкими значениями $\mu_0 I_s$ по сравнению с 10СЧ6 и 30СЧ3. Это позволило разработать на его основе устройство, работающее в дорезонансных полях на частотах от 1600 Мгц и выше.

Кроме того, на материалах такого типа были разработаны резонансные вентили, работающие на частотах 4000—5000 Мгц, и Y-циркуляторы, работающие в области полей, расположенной за резонансом, при частотах 400—800 Мгц.

Ферриты 60СЧ и 80СЧ имеют малые значения потерь на частоте 2000 Мгц в группе иттриевых алюмоферритов-гранатов. Их применяют в X- и Y-циркуляторах, работающих в дорезонансных полях. В области за индуцированным резонансом на материалах такого типа были созданы полосковые X- и Y-циркуляторы, работающие в метровом диапазоне волн.

Кроме иттриевых ферритов-гранатов, в технике СВЧ широко применяют иттрийгадолиниевые ферриты-гранаты 30СЧ6 и 40СЧ4, характеризующиеся более высокой по сравнению с алюмоферритами-гранатами термостабильностью. Из-за наличия точки компенсации у гадолиниевого феррита-граната твердые растворы ферритов-гранатов иттрия и гадолиния также имеют точку компенсации, сдвинутую в область более низких температур. Это позволяет выбрать интервал рабочих температур, в котором намагниченность насыщения материала меняется очень незначительно и соответственно устройство становится термостабильным.

В табл. 2.30 приведены некоторые типы выращиваемых монокристаллических ферритов, а в табл. 2.31 — электромагнитные параметры сфер из монокристаллов.

ТАБЛИЦА 2.30

Некоторые типы выращиваемых монокристаллов

Марка монокристалла	Химическая формула	Структура	Метод синтеза кристаллов	Форма кристалла
0,8 КГ	$Y_3Fe_5O_{12}$	Гранат	Кристаллизация из раствора в расплаве	Изометричный многогранник
5КШ38	$Li_{0,5}Fe_{2,5}O_4$	Шпинель	То же	То же
4КШ43	$Li_{0,5}Fe_{2,1}Ca_{0,4}O_4$	»	»	»
12КШ	$Mg_{0,42}Mn_{0,61}Fe_{1,67}O_4$	»	Вернейля	Цилиндр

Электромагнитные параметры сфер из монокристаллов

Марка монокристалла	$\mu_0 I_{\text{с.тл}}$	$2\Delta H_{\text{с.тл}}$, а/м при $\lambda = 3 \text{ см}$	ρ , ом·м	θ , °С
0,8 КГ	0,175	48	10^{10}	285
5КШ	0,39	280—320	10	640
4КШ	0,43	240—280	1,0	440
12КШ	0,34	880—960	$4,3 \cdot 10^3$	315

Сферы монокристаллов иттриевого феррита-граната применяют в фильтрах СВЧ различных конструкций в параметрических усилителях, в ограничителях мощности, в циркуляторах. В амплитудных модуляторах СВЧ-диапазона используют монокристаллы магниймарганцевых ферритов. В миллиметровом диапазоне СВЧ практически 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 $+60 \div -60^\circ \text{С}$). 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 требование связано с тем, что чем чувствительнее термомагнитный материал к изменению температуры, тем меньше будут потери магнитного потока за счет включения термшунта или сопротивления. Поскольку большая зависимость индукции от температуры

* Точнее, намагниченности насыщения, так как обычно термомагнитный материал работает в режиме насыщения.

для ферромагнетиков наблюдается в области, близкой к точке Кюри, то последние 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. 2.60 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. 2.32 приведены химический состав и магнитные свойства некоторых термомагнитных сплавов. Сплавы изготавливают в виде горячекатаных или кованых прутков с диаметром 10—80 мм без окончательной термической обработки.

Кроме указанных в табл. 2.32 марок, промышленность выпускает и ряд других, например сплавы Н38Х14 и Н33Ю1, основные свойства которых даны в табл. 2.33.

Сплавы Н38Х14 и Н33Ю1 изготавливают в виде полос толщиной 0,8—1,5 мм, шириной 20—35 мм.

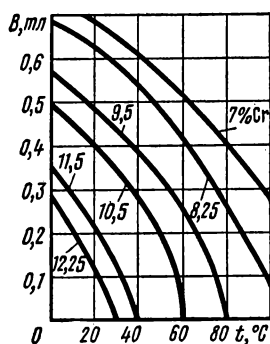


Рис. 2.60. Кривые зависимости магнитной индукции сплава Ni-Fe-Cr с содержанием 35% Ni от температуры и содержания хрома в поле напряженностью 8 кА/м

Химический состав и магнитные свойства некоторых термомагнитных сплавов
(по данным ЦМТУ (ЦНИИЧМ) 1293—65)

Марка сплава	Химический состав *, % (остальное железо)	μ_{112}^{**}	B_{112}^{**} , тл	Температурный интервал линейной зависимости магнитной проницаемости, °С	Допустимое отклонение от линейной зависимости, %	ТКМ, % 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			
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	±7,5	0,4—0,7
группа Б	Mn не более 0,4	4,5—5,2	0,63—0,73			
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	±7,5	0,4—0,07
группа Б	Mn не более 0,4	5,8—6,5	0,81—0,91			

* Для всех марок 0,3—0,61 Si %; не более 0,05 С %; 0,02 S %; 0,02 Р %;

** Магнитная проницаемость и магнитная индукция, измеренные в поле, $H = 112$ кА/м (1400 э).

Основные свойства термомагнитных сплавов Н38Х14 и Н33Ю1

Марка сплава	Магнитная индукция B , тл, при $H=8$ ка/м				Перепад магнитной индукции ΔB , тл
	при t , °C				
	—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° C
Н33Ю1 (ЧМТУ 4773—54)	—	0,3—0,8	—	0,1—0,5	0,22—0,4 при 20÷80° C

ТКМ получают при совместной прокатке листов или полос из ТКС различного химического состава, т. е. с различными термомагнитными свойствами *. Подбирая соответствующим образом исходные 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).

* Гуловский И. Г. Многослойные термомагнитные материалы. Прецизионные сплавы. Сб. трудов ЦНИИЧМ, вып. 64. Изд-во «Металлургия», 1968.

Коэффициент магнитострикции λ может быть как отрицательным, так и положительным.

На рис. 2.61 представлена зависимость коэффициента линейной 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, никелькобальтовые ферриты и реже железоалюминиевый сплав алфер.

Никель имеет большую абсолютную величину $\lambda = -35 \cdot 10^{-6}$. Обычно применяют никель Н (ГОСТ 849—56) толщиной 0,1 мм в виде жесткой неотожженной ленты. После вырубki 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. 2.62 приведена эквивалентная схема магнитострикционного резонатора подобного устройства, а на рис. 2.63 — частотная зависимость модуля импеданса такого резонатора.

Свойства ферритовых сердечников при этом оценивают следующими параметрами:

коэффициентом магнитомеханической связи

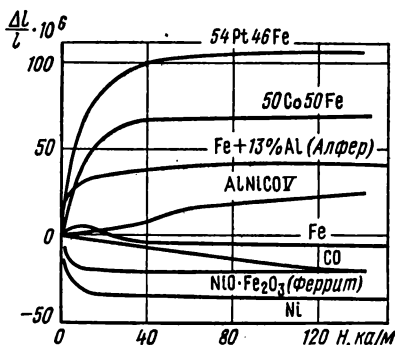


Рис. 2.61. Зависимость коэффициента магнитострикции от напряженности поля для некоторых материалов

$$K_{св} = \sqrt{2 \frac{f_a - f_{рез}}{f_{рез}}}, \quad (2.31)$$

механической добротностью

$$Q = \frac{r_{\text{рез}}}{4\pi L (f_a - f_{\text{рез}})}, \quad (2.32)$$

температурным коэффициентом резонансной частоты

$$\text{ТКЧ} = \frac{f'_{\text{рез}} - f_{\text{рез}}}{f_{\text{рез}} (t'' - t')}, \quad (2.33)$$

где $f_{\text{рез}}$, f_a — соответственно резонансная и антирезонансная частоты (см. рис. 2.63);

$r_{\text{рез}}$, L — параметры эквивалентной схемы резонатора (см. рис. 2.62);

$f'_{\text{рез}}$, $f_{\text{рез}}$ — резонансные частоты соответственно при температурах t' и $t'' > t'$.

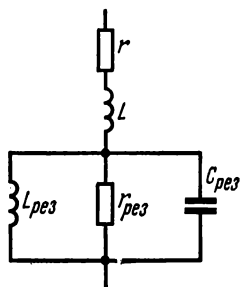


Рис. 2.62. Эквивалентная схема магнитострикционного резонатора:

$L_{\text{рез}}$, $C_{\text{рез}}$, $r_{\text{рез}}$ — параметры резонатора в момент резонанса; L , r — параметры резонатора на частоте, далекой от резонанса

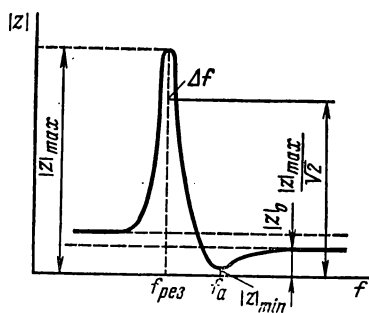


Рис. 2.63. Частотная зависимость модуля импеданса магнитострикционного резонатора: $f_{\text{рез}}$ — резонансная частота; f_a — антирезонансная частота

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 магнитномягких ферритов (см. § 2.7). Некоторая особенность имеет место только для ферритов, у которых в качестве подмагничивающего используется собственное магнитное поле, обусловленное гистерезисом. Такие ферриты подвергаются термомагнитной обработке, которая для трубчатых сердечников осуществляется следующим образом. Сердечники надевают на проволоку, вставляют в муфель, нагревают до $600\text{--}650^\circ\text{C}$, т. е. выше точки Кюри. Далее через проволоку пропускают ток порядка десятков ампер и изделия охлаждаются под током. При этом трубки оказываются намагниченными по окружности, перпендикулярной продольной оси.

В табл. 2.34 приведены основные динамические параметры магнито-

Основные динамические параметры магнитострикционных ферритов

Марка феррита	$K_{св}$	Q	ТКЧ · 10 ⁶	$t, ^\circ\text{C}$ (для определения ТКЧ)	$v^*, \text{км/сек}$
12СП	12	2800	12	$-10 \div +50$	5,4—5,75
15СП	15	2500	10	$20 \div 60$	5,4—5,75
10СК	10	2000	10	$-10 \div +50$	3,2—3,5
12СК	12	2000	12	$10 \div 70$	3,1—3,5

* v — скорость распространения упругой волны.

стрикционных ферритов. Ферриты 12СП и 15СП работают с использованием внешнего подмагничивающего поля, а ферриты 10СК и 12СК — в поле остаточной индукции.

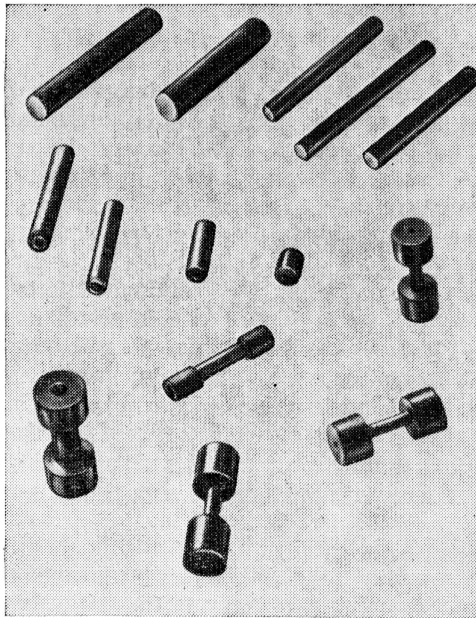


Рис. 2.64. Изделия из магнитострикционных ферритов

На рис. 2.64 представлены изделия из магнитострикционных ферритов.

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, величинами, которые необходимо измерять при испытаниях магнитных материалов, в большинстве случаев являются напряженность магнитного поля, магнитная индукция и потери на перемагничивание. Диапазон изменения этих величин и условия измерения (температура, частота и др.) для разных групп материалов весьма многообразны. Поэтому используют различные методы и аппаратуру.

Приведем краткую характеристику наиболее широко используемых при испытаниях магнитных материалов методов и приборов.

*Баллистический** (импульсно-индукционный) метод* основан на измерении баллистическим гальванометром количества электричества, индуцируемого в измерительной катушке при быстром изменении сцепляющегося с ней магнитного потока.

Изменение потокосцепления

$$\Delta\Psi = C_{\Phi}\alpha, \quad (3.1)$$

где C_{Φ} — постоянная прибора по магнитному потоку;

α — первый максимальный отброс указателя баллистического гальванометра (баллистический отброс), возникающий в результате изменения магнитного потока.

* Предполагается, что начальные сведения по магнитным и электрическим измерениям, например в объеме [3.4], читателю известны.

** В настоящее время четко установленной терминологии в области магнитных измерений нет. В книге приняты наиболее употребительные в нормативных документах и литературе названия.

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 представляют собой лабораторные приборы, требующие стационарной установки (переносные баллистические гальванометры применяют мало, так как они менее чувствительны).

Баллистические гальванометры характеризуются следующими средними техническими параметрами: $C_\Phi = (0,8 \div 50) 10^{-6} \text{ вб/(мм/м)}$, основная погрешность его при работе в качестве прибора непосредственной оценки около 0,8÷1,0% [3.7].

Кроме баллистических гальванометров для измерения потока применяют веберметры — магнитоэлектрические и фотоэлектрические.

Постоянная C_Φ веберметра мало зависит от изменения внешнего сопротивления в некоторых пределах (для магнитоэлектрических веберметров — до нескольких десятков ом; для фотоэлектрических — до нескольких сотен ом). Поэтому шкалы веберметров градуируют непосредственно в единицах магнитного потока, что является большим достоинством этих приборов по сравнению с баллистическими гальванометрами.

Магнитоэлектрические веберметры являются переносными стрелочными приборами. Они относительно просты по устройству и в обращении и поэтому широко используются 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.

Веберметры можно использовать для измерения медленно изменяющихся потоков (секунды и минуты), когда баллистические гальванометры непригодны.

В СССР широко применяют магнитоэлектрический веберметр М1119, обладающий следующими характеристиками: $C_\Phi = 10^{-4} \text{ вб/дел}$; 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 усили-

* Преображенский А. А., Митрофанов В. В. Об аппроксимации зависимости баллистической постоянной гальванометра от внешнего сопротивления. «Измерительная техника», № 5. Стандартгиз, 1957.

телем. Они имеют высокую чувствительность (в 10—15 раз выше, чем самые чувствительные баллистические гальванометры) и градуированную в единицах магнитного потока шкалу. В табл. 3.1 приведены

ТАБЛИЦА 3.1

Краткая техническая характеристика фотоэлектрического микровеберметра Ф190

Пределы измерения, <i>мквб</i>	Сопротивление внешней цепи (не более), <i>ом</i>	Основная погреш- ность, %	Время «сползания», <i>сек</i>
2—0—2	0—100	2,5	7
5—0—5	0—100	1,5	20
10—0—10	0—150	1,5	30
20—0—20	0—150	1,5	60
50—0—50	0—300	1,5	60
100—0—100	0—300	1,5	60
500—0—500	0—100	1,5	30

Примечания:

1. Основная погрешность отсчитывается от суммы конечных значений шкалы.
2. «Сползание» указателя прибора не превышает 1 дел. при соответствующем сопротивлении внешней цепи за время, указанное в таблице.

краткие технические характеристики фотоэлектрического микровеберметра Ф190. Указатель прибора имеет двустороннюю шкалу ± 50 дел. Наивысшей чувствительности соответствует постоянная по магнитному потоку $C_\Phi = 4 \cdot 10^{-8}$ *вб/дел.* 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

$$\Delta B = \frac{C_\Phi \alpha}{(Sw)_B}, \quad (3.2)$$

где $(Sw)_B$ — 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

$$\Delta B = \frac{C_\Phi \alpha}{(Sw)_B} - \mu_0 H \left(\frac{S}{S_1} - 1 \right), \quad (3.3)$$

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 поля

$$\Delta H = \frac{C_{\Phi} \alpha}{\mu_0 (Sw)_H}, \quad (3.4)$$

где $(Sw)_H$ — постоянная измерительной катушки для измерения напряженности поля.

Из выражений (3.2) и (3.4) следует, что при сравнении различных приборов по чувствительности к магнитной индукции или напряженности магнитного поля необходимо учитывать допустимое значение сопротивления внешней цепи (измерительной катушки), на которое может быть включен прибор. Чем больше это сопротивление, тем меньшие значения ΔB и ΔH при данной C_{Φ} можно измерить. В этом отношении баллистические гальванометры имеют значительные преимущества по сравнению с веберметрами.

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.

Магнитометрический метод основан на взаимодействии измеряемого поля, создаваемого, например, намагниченным образцом, с полем постоянного магнита (вращающейся магнитной стрелки). По углу отклонения магнитной стрелки от начального положения определяют магнитный момент образца. Далее можно подсчитать I , B и H .

Магнитометрический метод позволяет получить высокие точность и чувствительность измерений. Погрешность может быть доведена до десятых долей процента, а порог чувствительности — до 10^{-3} — 10^{-4} а/м. Поэтому его широко используют для измерения слабых полей (например, поля Земли) и для решения некоторых метрологических задач. При испытании магнитных материалов магнитометры применяют в качестве коэрцитиметров — приборов для измерения коэрцитивной силы.

Электродинамический метод заключается в определении напряженности магнитного поля или магнитной индукции в воздушном зазо-

ре по углу поворота катушки с известным электрическим током, помещенной в измеряемое поле.

По этому принципу выполнен, например, прибор ИМИ-1, позволяющий измерять поля в пределах $0,1—1,68 \text{ тл}$ с погрешностью не более 3,5%.

Достоинство метода состоит в том, что шкалу указателя можно отградуировать непосредственно в единицах измеряемой величины (напряженности поля или магнитной индукции); основными недостатками приборов, используемых для этого метода, являются: малые точность и чувствительность, а также относительно большие размеры преобразователя.

Индукционный метод основан на измерении переменной э. д. с. индуктируемой в катушке при изменении сцепляющегося с ней магнитного потока, 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. $E_{\text{ср}}$, индуктированной в ней вследствие изменения потока, определяют по формулам:

$$E_{\text{ср}} = 4f (Sw)_B B_{\text{max}} \quad (3.5)$$

и

$$E_{\text{ср}} = 4\mu_0 f (Sw)_H H_{\text{max}}, \quad (3.6)$$

где B_{max} и H_{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.

Устройства для определения магнитных характеристик с механическими выпрямителями называют обычно феррометрами. Их широко применяют для испытаний магнитных материалов на промышленной частоте.

* Размещение измерительных катушек на образце рассмотрено при описании баллистического метода.

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, 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 (датчика), по которой протекает ток I , поместить в магнитное поле с индукцией B_n , направленное перпендикулярно плоскости пластинки, то в поперечном к току направлении возникает разность потенциалов

$$E = R\varphi \frac{B_n I}{d}, \quad (3.7)$$

где R — постоянная Холла, характеризующая свойства полупроводникового материала;

d — толщина пластинки (датчика);

φ — коэффициент, зависящий от отношения длины датчика к его ширине.

Из формулы (3.7) следует, что если через датчик Холла пропустить ток $I = \text{const}$, то по измеряемой э. д. с. можно судить о значении магнитной индукции

$$B_n = kE, \quad (3.8)$$

где k — постоянная для данного устройства величина.

Приборы с датчиком 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, но зато 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.

Свойства датчиков Холла характеризуются прежде всего чувствительностью S_Φ , под которой понимают величину э. д. с. Холла, возникающую в пластинке с током в 1 а при помещении ее в магнитное поле, равное 1 тл, а также температурным коэффициентом β постоянной э. д. с. Холла.

** Эффект Холла наблюдается и у проводников, но для них он весьма мал.

Эти параметры, например, для германиевого датчика Холла промышленного изготовления Х500:

$$S_{\Phi} = 0,2 \div 0,6 \text{ в/} (a \cdot \text{мл}); \quad \beta = 0,2 \cdot 10^{-3} \cdot \text{град}^{-1}.$$

Ведутся работы по исследованию возможностей применения датчиков Холла для самых различных случаев магнитных измерений. Из серийно выпускаемых приборов с датчиком Холла краткие технические характеристики прибора Ф4354/1 следующие: пределы измерений: 150, 300, 600, 1500 *мТл*; основная погрешность не более 2,5%; размеры полупроводниковой пластины датчика $1,5 \times 2 \times 0,3 \text{ мм}$; размеры щупа датчика $80 \times 4,5 \times 0,75 \text{ мм}$.

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 круговой частотой ω и измеряемым постоянным полем H можно установить на основании следующих рассуждений.

Ядро атома, обладающее собственным магнитным моментом M и механическим моментом P , может принимать в магнитном поле H лишь определенные ориентации, число которых равно $2P+1$. В ядре атома водорода (протоне) $P=1/2$ (в единицах \hbar), число ориентаций равно двум. Одна из них соответствует параллельному, а вторая — 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.

$$\Delta E = 2\mu_0 H M_P = hf, \quad (3.9)$$

где f — частота.

Отсюда

$$\omega = 2\pi f = \frac{4\pi}{h} \mu_0 H M_P = \gamma_P \mu_0 H, \quad (3.10)$$

где γ_P — гиромагнитное отношение протона.

Гиромагнитные отношения для ядер различных элементов определяются с большой точностью опытным путем. Так, для ядра водорода (протона)

$$\gamma_P = 2,675\,120 \cdot 10^8 \text{ вб}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{рад}$$

и связь между полем H и частотой f имеет вид

$$H = 1,86\,907 \cdot 10^{-2} f.$$

Соответственно при использовании ядер лития и дейтерия

$$H = 4,8093 \cdot 10^{-2} f_{\text{Li}} \text{ и } H = 12,1760 \cdot 10^{-2} f_{\text{D}}.$$

Следовательно, частота прецессии (в одном и том же поле) ядер лития ниже частоты прецессии протона, а ядер дейтерия ниже ядер лития. Используя вместо ядер водорода ядра других элементов, можно менять пределы измерения прибора.

Для измерения H по методу я. м. р. ядросодержащий образец в виде ампулы, заполненной соответствующим веществом (при использовании ядер водорода — дистиллированной водой), помещается 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 , соответствующего уравнению (3.10), происходит поглощение энергии, необходимое для перехода с одного энергетического уровня на другой. Этот момент можно зафиксировать с помощью обычных радиотехнических средств (например, электронного осциллографа). Измеряемую величину H можно найти по уравнению (3.10).

Точность измерений определяется точностью фиксирования момента резонанса и измерения резонансной частоты. Для полей 10^4 — 10^6 а/м значение частоты лежит в диапазоне 10^8 — 10^9 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. Часто для этой цели применяют способ модуляции высокочастотного поля слабым переменным полем низкой частоты (50 гц). 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 наблюдаются 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.

Методу я. м. р. присуща высокая точность измерения, в десятки раз превышающая точность почти всех других методов магнитных из-

мерений. Измерители напряженности магнитного поля, основанные на явлении я. м. р., обладают погрешностью $0,02 \div 0,05\%$.

Следует также отметить, что метод основан на использовании универсальной постоянной (гиромангнитного отношения), поэтому результат измерения практически не зависит от внешних причин. Это придает методу исключительную 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 с использованием явления я. м. р. (по методу вынужденной прецессии) серийно выпускают измеритель магнитной индукции Е-11-2 (бывший ИМИ-2) с пределами измерений $2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^6$ 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. Габариты датчиков прибора $11,5 \times 17,5 \times 37$ мм.

Мостовой метод применяют для определения магнитных характеристик магнитномягких материалов при переменном токе и диапазоне частот 50 гц \div 200 Мгц в слабых 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

$$\mu' = \frac{\pi D_{\text{ср}}}{\mu_0 S \omega^2} L_x; \quad (3.11)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\mu''}{\mu'} = \frac{r_{\text{п}}}{\omega L_x}; \quad (3.12)$$

$$r_{\text{п}} = r_x - r_0, \quad (3.13)$$

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.

* При низких частотах возможны измерения и в сравнительно больших полях,

Силу тока в намагничивающей обмотке для подсчета напряженности поля можно определить, 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 не известно.

Максимальные значения магнитной индукции B_{\max} и напряженности магнитного поля H_{\max} можно подсчитать по формулам:

$$B_{\max} = \frac{L_x I \sqrt{2}}{Sw \cos \delta} \quad (3.14)$$

и

$$H_{\max} = \frac{\omega I \sqrt{2}}{\pi D_{\text{ср}}}, \quad (3.15)$$

где I — действующее значение тока в цепи обмотки с магнитным сердечником.

Примером мостовой установки, предназначенной для измерения магнитных свойств материалов, может служить установка У520. Она представляет собой мост переменного тока, предназначенный для магнитных измерений при частотах 500, 1000, 2400 и 4800 гц. Форма испытуемого образца — кольцеобразный 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 комплектного устройства: индуктивность в пределах $0,001 \div 1,0$ гн с погрешностью порядка 2%; эквивалентное сопротивление потерь, соответствующее измерению тангенса угла потерь от 0,04 до 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 индуктивности и сопротивлений мостовыми методами зависят от схемы, частотного диапазона, номинальных значений измеряемых величин и составляют в среднем для L_x 1—3% и 5% и выше для r_n .

Особенно широко мостовые методы применяют при определении магнитных характеристик на высоких частотах для таких материалов, как ферриты, магнитоэлектрики и пермаллой сверхтонкого проката.

Резонансный метод основан на измерении добротности контура, состоящего из катушки индуктивности с испытуемым сердечником и конденсатора переменной емкости. Измерив резонансную емкость C контура и его добротность Q , подсчитывают индуктивность и сопро-

тивление катушки с сердечником по формулам:

$$L_x = \frac{1}{\omega^2 C}; \quad (3.16)$$

$$r_x = \frac{1}{\omega C Q}. \quad (3.17)$$

Далее производят расчеты по формулам (3.11) и (3.12).

Приборы, предназначенные для измерения Q , называют измерителями добротности (куметрами).

Основной частью куметра является колебательный контур, состоящий из обмотки с исследуемым сердечником и образцового конденсатора переменной емкости. Контур питается от высокочастотного генератора, создающего колебания известной частоты $f(\omega)$. Напряжение на контуре измеряется ламповым вольтметром. Момент резонанса (значение емкости C) фиксируется при максимальном значении этого напряжения.

Свойства куметров, выпускаемых промышленностью, покажем на примере технических характеристик приборов КВ-1 и УК-1.

Куметр КВ-1 имеет диапазон рабочих частот 50 кГц —50 МГц ; пределы измерения добротности 25÷625; пределы измерения индуктивности 0,1 мкГн ÷0,1 Гн ; погрешности измерения добротности при частотах до 30 МГц — не более 5%, при частотах 30—50 МГц — не более 10%; погрешность градуировки генератора по частоте 1%.

Куметр УК-1 имеет диапазон рабочих частот 30—200 МГц ; пределы измерения добротности 80÷1200; погрешность градуировки генератора по частоте — 1%; погрешность измерения добротности до 100 МГц — 10%.

К преимуществам куметров по сравнению с мостовыми схемами, кроме возможности измерений при более высоких частотах, относится большая простота измерений, что позволяет применять куметры для массовых измерений в условиях цеха.

Основным недостатком куметра является малая точность, особенно при определении $\text{tg } \delta$. Обычно погрешность таких измерений составляет более 10%. Благодаря специальным методам измерений на куметре удается уменьшить эту погрешность*, но тогда теряется одно из главных достоинств 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 куметра является 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 .

* См., например, Грохольский А. Л. Исключение погрешности измерителя добротности типа КВ-1. «Измерительная техника», 1960, № 10.

Осциллографический метод можно рассматривать как разновидность индукционного. Идея осциллографического метода состоит в следующем. На магнитный образец накладывают намагничивающую обмотку w_n и обмотку для измерения индукции w_B . На горизонтальные пластины электронного осциллографа (с электростатическим управлением) подают напряжение, пропорциональное намагничивающему току, например с резистора, включенного в цепь последовательно. При этом мгновенное значение напряжения на горизонтальных пластинах пропорционально мгновенному значению напряженности намагничивающего поля.

На вертикальные пластины подают напряжение с конденсатора C , включенного последовательно с обмоткой w_B и активным сопротивлением r . При соблюдении условия $r \gg x_C$ напряжение на вертикальных пластинах

$$u_C = \frac{1}{C} \int idt = \frac{1}{C} \int \frac{w_B S}{r} \cdot \frac{dB}{dt} dt = \frac{w_B S}{Cr} B_t, \quad (3.18)$$

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 (их можно подсчитать) 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 5—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. Внутри 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 стандартизирован 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 . Если обмотка имеет малое сопротивление, то можно считать, что

$$U \approx E = 4 K_f \omega S B_{\max} f, \quad (3.19)$$

где E — электродвижущая сила, уравнивающая приложенное напряжение;

K_f — коэффициент формы кривой, равный для синусоиды 1,11;

f — частота;

ω — число витков обмотки;

S — сечение образца;

B_{\max} — максимальное значение магнитной индукции.

Задавая величину индукции, можно по формуле (3.19) подсчитать то напряжение, которое необходимо иметь, 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 заключается в измерении тепла, выделяемого перемещаемым образцом. Основным преимуществом метода по сравнению с ваттметровым является возможность измерений в сложных режимах намагничивания и в широком частотном диапазоне — от инфранизких частот до СВЧ.

Тепло, выделяемое образцом, можно измерить абсолютным или дифференциальным методами.

С помощью абсолютного метода 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, в другой — заменитель образца из диэлектрика с малыми потерями. На образце имеется намагничивающая обмотка, а на заместителе образца — обмотка с сопротивлением r , по которой пропускают плавно регулируемый постоянный ток I известной величины. В каждый из калориметров помещают батарею термпар, 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

$$P = I^2 r, \quad (3.20)$$

где P — мощность постоянного электрического тока, выделяемая в калориметре с заместителем образца.

Дифференциальный метод позволяет снизить предел измерения потерь до единиц милливольт с погрешностью порядка 2,5% в широком диапазоне частот (до 1 МГц).

Для измерения индукции на кольцеобразный 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%.

Сделаем предварительные замечания относительно формы образцов, применяемых при испытаниях, и некоторых особенностей определения напряженности поля в них. Подробнее эти вопросы рассмотрены в параграфах, посвященных испытаниям различных групп материалов.

Для кольцеобразного (тороидального) образца со средним диаметром $D_{\text{ср}}$, числом витков намагничивающей обмотки w_n и током в ней I напряженность поля подсчитывают по формуле

$$H = \frac{w_n I}{\pi D_{\text{ср}}} . \quad (3.21)$$

Достоинством 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 можно подсчитать по формуле (1.81). Но при этом необходимо знать размагничивающее поле H_∞ , которое из-за сложности определения коэффициента размагничивания подсчитать трудно *. Поэтому для образцов разомкнутой формы в большинстве случаев предпочтительнее напряженность поля 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 существует много, некоторые из них будут описаны далее.

§ 3.2. ИСПЫТАНИЯ МАГНИТНОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПОСТОЯННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В постоянных магнитных полях испытывают следующие группы магнитномягких материалов: технически чистое железо (сталь низкоуглеродистую электротехническую), электротехнические стали, пермаллои, ферриты магнитномягкие и ферриты с ППГ.

Методы и средства приемно-сдаточных и аналогичных испытаний магнитномягких материалов в постоянных полях регламентируются

* Для образцов с отношением длины к диаметру больше 500—100 поправка на коэффициент размагничивания составляет десятые доли процента и ею в большинстве случаев можно пренебречь.

специальными методическими указаниями [20]. Магнитные параметры, подлежащие измерению, указаны в соответствующих стандартах на материалы.

Образцы для испытаний могут иметь как замкнутую, так разомкнутую магнитную цепь. Образцы с замкнутой цепью бывают или кольцевыми, или в виде квадрата, составленного из полос испытуемого материала. Образцы с разомкнутой цепью имеют вид прутков (параллелепипедов) или пакета, набранного из полос.

Кольцевые образцы для ленточных и листовых материалов изготовляют путем сборки из штампованных колец * (при толщине материала 0,1 мм и более) или путем спиральной навивки. Для материалов большой толщины образцы вытачивают. Ферритовые образцы прессуют. Для уменьшения неоднородности намагничивания образца отношение наружного диаметра тороида к внутреннему не должно превышать 1,3 (для ферритов это отношение может достигать 1,4). 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 менее 0,35 мм для предохранения их от механических воздействий укладывают в защитные каркасы (см. рис. 2.20). На образцы, испытываемые без каркаса, навивают ленту минимальной толщины из изоляционного материала. На готовые образцы наносят сначала измерительную, а потом намагничивающую обмотку. При нанесении намагничивающей обмотки надо обращать внимание на то, чтобы она была строго равномерной по длине окружности. В качестве намагничивающей обмотки можно также пользоваться одиночным прямым проводом, проходящим через центр кольца перпендикулярно его плоскости, или несколькими прямыми проводами.

Квадратные образцы, составленные из полос испытуемого материала, применяют для оценки свойств листовой и ленточной электротехнической стали при толщине листа больше 0,2 мм. Образцы для испытаний изготовляют 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 из 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. Затем из этих полос собирают пакеты для испытаний.

* Образцы из штампованных колец нельзя применять для текстурованных материалов.

Образцы с разомкнутой цепью в виде прутков или пакетов из полос могут быть использованы или для испытаний в пермеатре или в открытой цепи (в соленоиде) *. 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 для прямолинейного образца), из справочных данных узнают плот-

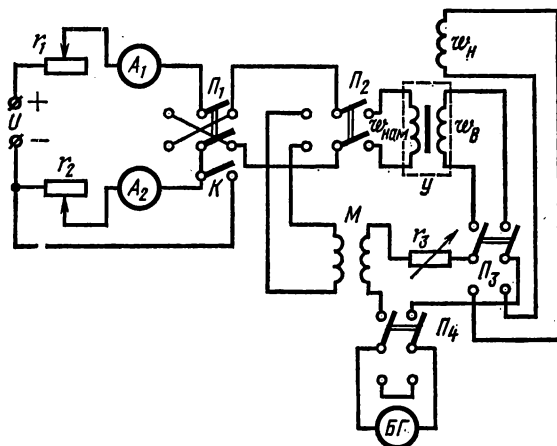


Рис. 3.1. Схема баллистической установки для измерения абсолютным методом: U — намагничивающее устройство; $\omega_{\text{нам}}$ — намагничивающая обмотка, наносимая непосредственно на образец в случае тороидальных образцов или предусматриваемая в намагничивающем устройстве; $\omega_{\text{изм}}$ — измерительная обмотка для измерения магнитной индукции; $\omega_{\text{н}}$ — измерительная катушка для измерения напряженности поля; БГ — баллистический гальванометр; r_1 и r_2 — регулировочные реостаты; A_1 и A_2 — амперметры; M — образцовая катушка взаимной индуктивности, необходимая для градуировки гальванометра; Π_1 — переключатель для изменения направления намагничивающего тока; Π_2 — переключатель для включения катушки взаимной индуктивности (при градуировке гальванометра); Π_3 — переключатель для переключения баллистического гальванометра из цепи для измерения B в цепь для измерения H ; Π_4 — переключатель для выключения и короткого замыкания гальванометра; K — рубильник 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

ность данного материала и подсчитывают площадь как частное от деления массы на длину и плотность. Такой способ 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

* Испытания в соленоиде используют только для измерения коэрцитивной силы.

** Перед измерением предельной петли гистерезиса, индукции насыщения и коэрцитивной силы в разомкнутой цепи образцы не размагничивают.

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 испытаний и методика определения магнитных характеристик. Основным методом испытаний является баллистический метод (абсолютный или дифференциальный).

На рис. 3.1 приведена схема баллистической установки для измерений абсолютным методом. Методика измерения магнитных параметров абсолютным баллистическим методом является типовой*.

Схема дифференциального баллистического метода приведена на рис. 3.2. На рисунке 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 из образцов представляет собой квадратный замкнутый магнитопровод, составленный из четырех пакетов. Образцы помещают в аппарат Эпштейна.

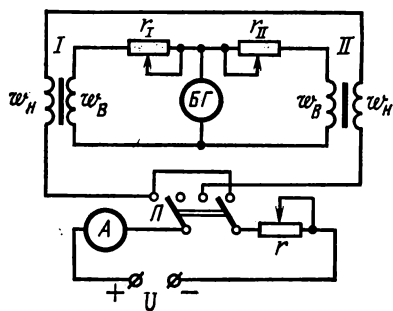


Рис. 3.2. Схема для получения кривых намагничивания дифференциальным баллистическим методом

В цепь измерительных обмоток w_B включен баллистический гальванометр БГ. Сами обмотки включены так, чтобы индуцируемые в них при замыкании или размыкании цепи намагничивающего тока э.д. с. вызвали 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 $10^4 B_I$) 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

$$\frac{w_B \Delta \Phi_I}{r_I + r_{w_B}} = \frac{w_B \Delta \Phi_{II}}{r_{II} + r_{w_B}}, \quad (3.22)$$

* Эта методика подробно изложена, например, в [3.1].

где $\Delta\Phi_I$ и $\Delta\Phi_{II}$ — изменение потоков в каждом ярме;

r_{wB} — сопротивление обмотки w_B .

Считая, что r_{wB} значительно меньше r_I и r_{II} , а также что площади сечения обоих образцов одинаковы, имеем

$$\frac{B_I}{r_I} = \frac{B_{II}}{r_{II}}. \quad (3.23)$$

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 .

Достоинство дифференциального метода по сравнению с абсолютным состоит в значительной простоте осуществления процесса измерения.

В отдельных случаях испытания ограничивают измерением только коэрцитивной силы, что можно выполнить посредством коэрцитиметра.

Схематическое изображение коэрцитиметра, основанного на использовании баллистического метода, показано на рис. 3.3. Он состоит

из намагничивающей катушки 1, обмотка которой включена в цепь постоянного тока. В центр катушки помещают испытуемый образец 2, на который надевают измерительную обмотку 3, соединенную с баллистическим гальванометром БГ.

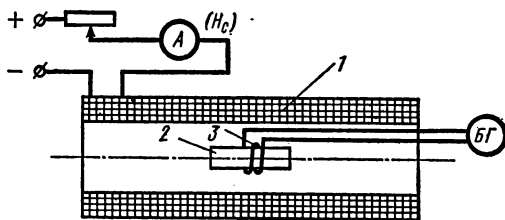


Рис. 3.3. Схематическое изображение коэрцитиметра, основанного на баллистическом методе

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.

Относительно испытаний сталей в постоянных магнитных полях в этом стандарте даны следующие рекомендации. 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 $0,5 \div 0,6 \text{ см}^2$.

Определение основной кривой намагничивания производят баллистическим методом:

а) на кольцевых образцах, а также в аппаратах Эпштейна при сборке «внахлестку» и напряженности поля $0,2 \div 2500 \text{ а/м}$, рассчитываемой по величине намагничивающего тока;

б) в пермеамetre на полосовых образцах при напряженности поля $1000 \div 50\,000 \text{ а/м}$, которая определяется при помощи измерительной катушки, помещаемой на поверхность испытуемого образца;

в) в дифференциальном аппарате на образцах массой 10 кг при сборке «встык» и напряженности поля $2500 \div 30\,000 \text{ а/м}$.

Коэрцитивную силу определяют на кольцевых образцах или в разомкнутой магнитной 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 изготавливают 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 вытачивают.

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 и для сплавов с 70—85% никеля в полях 640—800 а/м.

Испытания магнитномягких 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

* Режимы термической обработки указаны в приложении к ГОСТ 10160—62.

для ферритов, особенно марганеццинковой группы, свойственна сильная дезаккомодация проницаемости. Поэтому к точным измерениям магнитных свойств следует приступать не ранее чем через трое суток после размагничивания переменным полем [2.32] или же 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 $M=0,01 \text{ гн}$; 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). Устройство снабжено кнопочным управлением, позволяющим подготовить схему для определения заданной магнитной характеристики и произвести измерения.

§ 3.3. ИСПЫТАНИЯ МАГНИТНОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

При испытаниях магнитнотвердых материалов определяют кривые размагничивания, кривые возврата, удельную магнитную энергию, остаточную магнитную индукцию, коэрцитивную силу, остаточный магнитный поток.

Основным нормативным документом на испытания магнитнотвердых материалов является ГОСТ 13601—68 (см. приложение 3).

Настоящий стандарт требует применения образцов для испытаний в виде параллелепипедов со всеми шлифованными поверхностями. Образцы должны иметь следующие размеры: длина в направлении намагничивающего поля должна быть не менее 15 мм ; площадь поперечного сечения $50 \div 900 \text{ мм}^2$, причем ни один из размеров боковых граней не должен быть меньше 5 мм .

* При наличии в комплекте пермеаметра сильных полей также и для испытаний магнитнотвердых материалов.

** Обозначения соответствуют рис. 3.1.

Измерение B и H разрешается производить баллистическим методом посредством датчиков Холла и электронными интегрирующими устройствами.

Определение кривой размагничивания и кривых возврата производят с помощью пермеаметров сильных полей в замкнутой (рис. 3.4) или в неполностью замкнутой * (рис. 3.5) магнитной цепи.

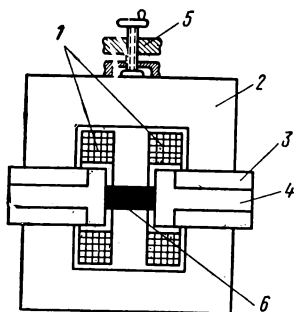


Рис. 3.4. Схематическое изображение пермеаметра сильных полей для испытаний образцов в замкнутой магнитной цепи:

1 — намагничивающие катушки; 2 — ярмо; 3 — передняя накладка; 4 — Т-образные полюсные наконечники; 5 — зажимной механизм; 6 — испытуемый образец

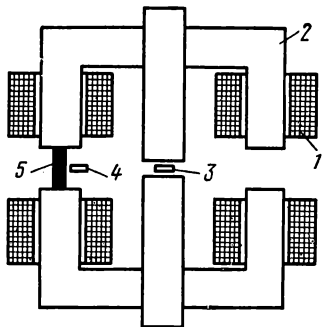


Рис. 3.5. Схематическое изображение пермеаметра сильных полей с двойным симметричным ярмом для испытаний образцов в неполностью замкнутой магнитной цепи:

1 — намагничивающие катушки; 2 — ярмо; 3 — датчик для измерения B ; 4 — датчик для измерения H ; 5 — испытуемый образец

В замкнутой магнитной цепи измерение магнитной индукции производят посредством измерительной обмотки, охватывающей сечение образца, баллистическим методом или электронным интегратором. Для измерения напряженности поля на поверхности образца помещают датчик Холла или в случае использования 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 для этой цели служит датчик Холла 3. Напряженность поля измеряют датчиком Холла 4. Значения 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.

Порядок измерения магнитного состояния образца при определении точек кривой размагничивания и кривых возврата соответствует типовой методике измерений баллистическим методом.

* На рис. 3.5 изображен пермеаметр с двойным симметричным ярмом; возможно применение и других типов пермеаметров, например с симметричными воздушными зазорами в полюсных наконечниках.

Погрешности измерений при испытаниях в замкнутой цепи не должны превышать 3% при измерении B_r и H_c и 4% при измерении B и H в остальных точках кривой размагничивания; при испытаниях в неполностью замкнутой цепи погрешности определения 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 пермеметра (рис. 3.4), который позволяет создавать намагничивающее поле до 600 кА/м при длине образца 20 мм.

Установка У5022 обеспечивает испытание образцов длиной $15 \div 60$ мм и сечением $0,5 \div 5$ см² с коэрцитивной силой до 160 кА/м (при длине образца 15 мм с H_c до 240 кА/м). В установке используется пермеметр 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 размагничивающей части кривой гистерезисного цикла, а также магнитную энергию.

Кроме того, устройство обеспечивает запись размагничивающей части кривой гистерезисного цикла на диаграммной бумаге.

Погрешность измерения магнитной индукции 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 магнитнотвердых 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, на-

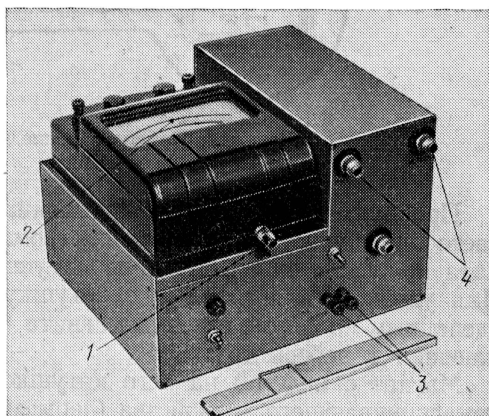


Рис. 3.6. Внешний вид установки УОМИ для измерения остаточной индукции

пример установки УОМИ*, внешний вид которой представлен на рис. 3.6. Для измерения магнитного потока в установке использован веберметр М119, в конструкцию которого внесены некоторые изменения. По шкале прибора может посредством ручки 1 перемещаться индекс 2, который перед началом процесса измерения (контроля по величине остаточной магнитной индукции) устанавливают на деление шкалы, соответствующее номинальному значению B_r . Индекс 2 жестко скреплен с фоторезистором, создающим электрический сигнал (импульс) при прохождении мимо него стрелки прибора. Измерительную обмотку образца подключают к зажимам 3. Включают питание прибора и тумблер «измерение», после чего автоматически выполняется программа испытаний и загорается одна из лампочек 4 с надписями «годен» (один импульс) или «не годен» (два импульса).

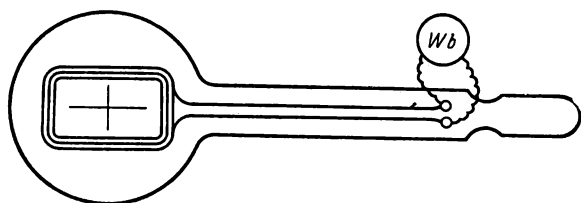


Рис. 3. 7. Приспособление для измерения B_r

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 (рис. 3.7). Концы обмотки подключают к веберметру.

Магнит с надетой на него катушкой помещают 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 сдергивания 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 сдергивания 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

* Бишард Е. Г., Преображенский А. А. Устройство для контроля остаточной магнитной индукции. Приборостроение. «Известия вузов», 1969, № 12.

очень трудоемким. Достоинство 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 и поэтому широко применяется 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 I 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.

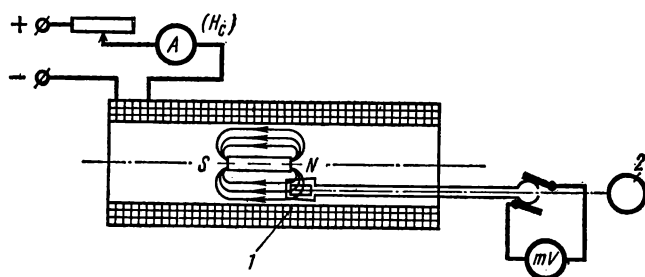


Рис. 3. 8. Схематическое изображение измерительного генератора

Кроме коэрцитиметров на основе баллистического метода, применяют коэрцитиметры на основе индукционного метода, называемые, как уже было указано, измерительными генераторами (рис. 3.8). 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.

* Ягола Г. К. и Чернышев Е. Т. Определение коэрцитивной силы в разомкнутой магнитной цепи. Труды ВНИИМ, вып. 18 (34), 1938.

Измерение остаточного магнитного потока в большинстве случаев производят путем сравнения с потоком образцового магнита.

На рис. 3.9 представлена дифференциальная схема измерения остаточного магнитного потока. В этой схеме датчик э. д. с. Холла 1 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.

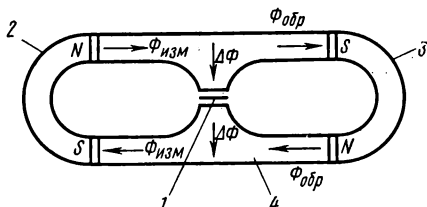


Рис. 3.9. Дифференциальная схема измерения остаточного магнитного потока

Для измерения абсолютной величины остаточного потока можно воспользоваться баллистическим методом. При этом на нейтральном сечении магнита располагают измерительную обмотку, соединенную с веберметром. Сдвигая обмотку с образца, можно измерить остаточный поток.

Во многих случаях измерение только B_r , H_c или остаточного потока недостаточно для характеристик постоянного магнита, а получение размагничивающей кривой баллистическим методом слишком сложно.

Желательно иметь устройство, с помощью которого можно было бы измерять размагничивающую кривую и записывать характеристики на бумаге, фотопленке, экране осциллографа или подавать данные измерений в автомат для разбраковки магнитов.

Такие устройства обладают особенностью, заключающейся в том, что контроль осуществляется не в постоянных полях, а в полях с частотой в несколько герц.

На рис. 3.10 приведена блок-схема подобного устройства, названного ферротестером для испытания постоянных магнитов*. Ферротестер предназначен для испытания постоянных литых магнитов длиной 3—10 см, сечением 1—10 см², в полях до 500 000 а/м при зазоре 5 см.

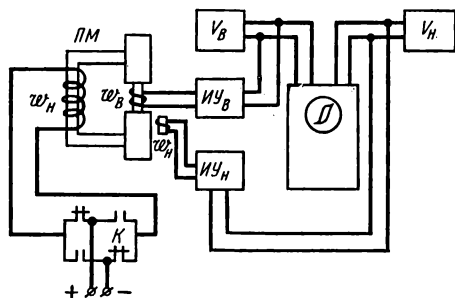


Рис. 3.10. Блок-схема ферротестера для испытания постоянных магнитов:
левая обмотка ω_H — намагничивающая

Принцип работы ферротестера заключается в следующем. Испытуемый магнит зажимается между полюсами пермеаметра ПМ. Предварительно на образец наматывают измерительную обмотку магнитной

* Ферротестер разработан в Новочеркасском политехническом институте.

индукции ω_B . Сверху на магнит помещают измерительную катушку напряженности поля ω_H . Контакт K служит для изменения направления тока в намагничивающей обмотке ω_H пермеамметра. При этом в измерительных катушках индукции и напряженности поля наводятся э. д. с. соответственно E_B и E_H , которые подаются на интегрирующие усилители электронного устройства. Напряжение с выхода интегрирующего усилителя $ИУ_B$ усиливается и подается на вертикальные отклоняющие пластины осциллографа. Напряжение с выхода интегрирующего усилителя $ИУ_H$ усиливается и подается на горизонтальные отклоняющие пластины. Таким образом, на экране осциллографа получаем зависимость $B=f(H)$ при перемагничивании образца с частотой 1—2 гц.

Электронные пиковые вольтметры V_B и V_H отмечают максимальные значения магнитной индукции и напряженности поля. Погрешность измерений B и H не превышает $\pm 7\%$.

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.

При испытаниях на переменном токе предусматриваются определения:

- а) потерь на перемагничивание при заданной амплитуде индукции;
- б) зависимости действующего значения напряженности поля от амплитуды индукции;
- в) зависимости амплитуды магнитной индукции от амплитуды напряженности поля.

При испытаниях применяют образцы кольцевые, в виде замкнутого квадрата из полос и пакетов из полос, испытываемых в пермеамetre (см. § 3.2). Кроме указанных видов образцов, разрешается проведение испытаний на целых (или полуцелых) листах или полосах рулонной стали без изготовления образцов. Этот метод является прогрессивным, так как исключает расход материала на образцы (около 0,4% от всего количества изготавливаемых стальных) и делает возможным организацию контроля в потоке производства и его автоматизацию.

При определении магнитных свойств на целых листах используют устройство, содержащее два соленоида и два боковых ярма (рис. 3.11).

В каждый соленоид вкладывают по два листа (полулиста) с изолирующей прокладкой между ними. Устройство должно удовлетворять следующим требованиям.

Длина соленоида должна быть на 40 мм меньше номинальной длины листов, ширина — на 30 мм больше номинальной ширины листов, высота — $8 \div 10$ мм. Каркас изготавливают из изоляционного материала. Намагничивающую обмотку наносят поверх измерительной и

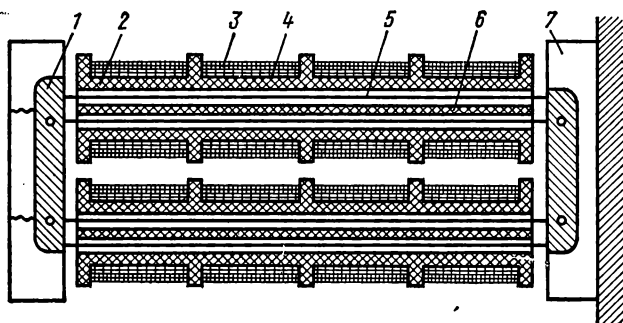


Рис. 3.11. Схематическое изображение устройства для испытания электротехнических сталей на целых листах:
1 — ярмо; 2 — каркас соленоидов; 3 — намагничивающая обмотка; 4 — измерительная обмотка; 5 — испытываемые листы; 6 — изоляционная прокладка; 7 — держатель ярма

отделяют изоляционным материалом. Ярмо набирается из пластин холоднокатаной стали. Для лучшего контакта между листами и ярмом последнее выполняют в виде нескольких секций (от 12 до 15), каждая секция прижимается к листам пружиной.

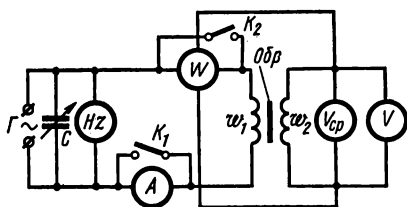


Рис. 3.12. Схема определения потерь (абсолютным ваттметровым методом) и действующего значения напряженности поля при заданной амплитуде индукции

На рис. 3.12 приведена схема определения удельных потерь абсолютным ваттметровым методом и действующего значения напряженности поля при заданной амплитуде магнитной индукции. Элементы схемы следующие: Обр. — испытываемый образец с намагничивающей w_1 и измерительной w_2 обмотками; Γ — источник питания (генератор) синусоидального напряжения (см. § 1.4) в общем случае с регулируе-

мыми значениями напряжения (для проведения испытаний при разных значениях магнитной индукции) и частоты; V и V_{cp} — 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 — малокоинусный ваттметр (должен иметь номинальный коэффициент мощности на частоте 50 гц — 0,1, а на повышенных частотах — 0,1 или 0,2).

Потери на перемагничивание при заданной амплитуде индукции B_{\max} определяют следующим образом.

Соответственно заданной амплитуде индукции B_{\max} и частоте f находят регистрируемое вольтметром $V_{\text{ср}}$ значение напряжения

$$U_{\text{ср}}^* \approx E_{\text{ср}} = 4fSw_2B_{\max}, \quad (3.24)$$

где S — площадь поперечного сечения образца.

Устанавливают найденное значение $U_{\text{ср}}$ и при замкнутом ключе K_1 определяют показания $P_{\text{см}}$ ваттметра W и вольтметра V действующих значений U .

Величину потерь на перемагничивание вычисляют по формуле

$$P = \left(P_{\text{см}} \frac{\omega_1}{\omega_2} - \frac{U^2}{r_3} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_3} \right), \quad (3.25)$$

где r_2 — активное сопротивление измерительной обмотки;

r_3 — эквивалентное сопротивление приборов, подключенных к измерительной обмотке.

При вычислении потерь по формуле (3.25) допускается вместо U подставлять величину $1,11 U_{\text{ср}}$. При этом коэффициент формы кривой напряжения $K_f = U/U_{\text{ср}}$ на зажимах измерительной обмотки должен быть равен $1,11 \pm 0,02$, что достигается изменением емкости C^{**} .

Стандарт допускает определение потерь дифференциальным ваттметровым методом, схема которого приведена на рис. 3.13, где W означает дифференциальный ваттметр, представляющий собой как бы два ваттметра, подвижные катушки которых укреплены на общей оси и поворачивают ее в разные стороны; цифры 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. Устанавливают на магазине сопротивление r_I , численно равное (в омах) потерям $P_I \cdot 10^n$, и регулируют сопротивление r_{II} до достижения нулевого отклонения ваттметра. Если пренебречь сопротивлениями обмоток ω_2 и сопротивлениями параллельных цепей ваттметра

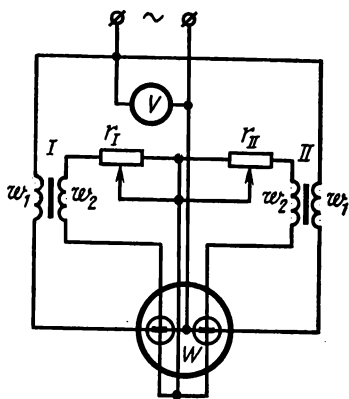


Рис. 3.13. Схема определения потерь дифференциальным ваттметровым методом

* Поправки на неточное равенство $U_{\text{ср}}$ величине $E_{\text{ср}}$ могут быть подсчитаны и не учитываются, если они составляют меньше 0,2%. Подробно этот вопрос рассмотрен в ГОСТ 12119—66.

** Измерения потерь при искаженной форме кривой не рассматриваются.

по сравнению с r_I и r_{II} , то нетрудно показать, что при нулевом отклонении измеряемые потери P_{II} численно равны $r_{II} \cdot 10^{-2}$.

Достоинство 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). Устанавливают требуемые значения частоты и амплитуды индукции по показанию $U_{ср}$ вольтметра $V_{ср}$ в соответствии с формулой (3.24).

По показанию амперметра A находят действующее значение тока I и определяют действующее значение напряженности поля:

$$H = \frac{I \omega_1}{l_{ср}}, \quad (3.26)$$

Рис. 3.14. Схема определения зависимости амплитуды магнитной индукции от амплитуды напряженности поля

где $l_{ср}$ — средняя длина магнитной силовой линии.

При испытании кольцевых образцов $l_{ср}$ берется равной средней длине окружности. При испытании образцов, составленных из полос, уложенных «внахлестку»,

$$l_{ср} = l_0 + l_{доп}, \quad (3.27)$$

где l_0 — длина пути на прямолинейных участках распространения магнитного потока, зависящая только от размеров образца;

$l_{доп}$ — 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 $l_{доп}$ 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 $U_{1ср}$, регистрируемое вольтметром $V_{1ср}$:

$$U_{1ср} = \frac{4f M l_{ср} H_{max}}{\omega_1}, \quad (3.28)$$

где M — взаимная индуктивность образцової катушки.

По показаниям $U_{2ср}$ вольтметра $V_{2ср}$ рассчитывают

$$B_{max} = \frac{U_{2ср} - \Delta U'}{4f S \omega_2}. \quad (3.29)$$

Здесь U_{2cp} — показание вольтметра V_{2cp} ;
 $\Delta U'$ — поправка на поток в воздухе, определяемая по формуле

$$\Delta U' = \frac{\omega_1 \omega_2 (S_B - S)}{l_0 M} U_{1cp}, \quad (3.30)$$

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).

При малом поверхностном эффекте в сильных полях зависимость B_{max} от H_{max} близка к основной кривой намагничивания.

ГОСТ 12119—66 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 рассмотренных магнитных параметров, ГОСТ предусматривает 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 тл.

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 $B = 1$ тл или $B = 1,5$ тл; для холоднокатаных текстурованных сталей — при двух значениях B (1; 1,5 или 1,7) по указанию потребителя или при $B = 1,5$ тл.

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 тл.

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 ряд комплексных установок, предназначенных 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 тл, 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 тл, отнесенных к синусоидальному изменению индукции.

Установка У5021 предназначена для автоматического определения магнитных свойств листов электротехнической стали. Установка обеспечивает измерение потерь на перемагничивание Р1,5/50 с погрешностью не более $\pm 5\%$ и магнитной индукции В25 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 получают 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 сек.

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. Пределы измерения напряженности поля — 0,01—100 а/см; магнитной индукции 0,005—1,7 тл. 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. 3.2 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 $\text{tg } \delta$, температурного коэффициента начальной магнитной проницаемости β_1 и зависимостей:

* Испытания на частоте свыше 200 МГц (ферритов для СВЧ) рассмотрены в § 3.7.

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	μ' (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	$\delta_r \geq 1 \cdot 10^{-6} \text{ м/а}$	
			δ_B	$\delta_B \geq 1 \cdot 10^{-9} \text{ эд}^{-1}$	$\frac{\Delta \delta}{\delta} \leq 20\%; \left(\frac{\Delta r_x}{r_x} < 1\%\right)$
			δ_A	$\delta_A \geq 1 \cdot 10^{-4}$	
			P	$P \geq 10^{-6} \text{ ом/кг}$	$\frac{\Delta P}{P} \leq 10\%; \left(\frac{\Delta r_n}{r_n} \leq 5\%\right)$
			β_1 (ТК $\mu_{\text{нач}}$)	$\beta_1 \geq 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$	$\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} \leq 20\%; \left(\frac{\Delta L_x}{L_x} \leq 1\%\right)$
			β_2 (ТК $\operatorname{tg} \delta$)	$\beta_2 \geq 2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$	$\frac{\Delta \beta_2}{\beta_2} \leq 30\%; \left(\frac{\Delta r_x}{r_x} \leq 1\%\right)$
			$\mu' = F(j, H_m, H_0, t)$ $\operatorname{tg} \delta = F(j, H_m, H_0, t)$		

Наименование метода	Пределы измерения		Определяемые величины	Пределы определяемых величин	Погрешности
	по частоте, кгц	по напряженности магнитного поля, а/м			
Резонансный метод	10—1000	Не определены	μ' (L)	$\mu' = 10-10\ 000$	$\frac{\Delta\mu'}{\mu'} \leq 10\%; \left(\frac{\Delta L}{L} \leq 6\%\right)$
			$\operatorname{tg} \delta (Q)$	$\operatorname{tg} \delta = 10^{-3} \div 10^{-1}$	$\frac{\Delta \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \delta} \leq 30\%; \left(\frac{\Delta Q}{Q} \leq 10\ \%\right)$
			β_1, β_2	$\beta_1 \geq 5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ $\beta_2 \geq 1 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$	$\frac{\Delta\beta_1}{\beta_1} \leq 20\%$ $\frac{\Delta\beta_2}{\beta_2} \leq 30\%$
			$\mu' = F(f, t)$ $\operatorname{tg} \delta = F(f, t)$		
Индукционный метод	10—1000	1—5000	B_{\max}	$B_{\max} = (10^{-5}-10^{-1}) \text{ тл}$	$\frac{\Delta B_{\max}}{B_{\max}} \leq 15\%$
			$\mu \sim$	$\mu \sim = 10-10\ 000$	$\frac{\Delta\mu \sim}{\mu \sim} \leq 20\%$
			P	$P = (10^{-3}-10^2) \text{ ат/кг}$	$\frac{\Delta P}{P} \leq 30\%$
			$B_{\max} = F(H_{\max})$ $B_{\max} = F(H_m)$ $B_{\max} = F(H)$ $B_m = F(H_{\max})$ $B_m = F(H_m)$ $B_m = F(H)$		
Метод блений	100—1000	Не определены	β_1	$\beta_1 = (0,02-0,5) \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$	$\frac{\Delta\beta_1}{\beta_1} \leq 20\%$

* Перечень буквенных обозначений приведен в конце книги.

$\mu_{\text{нач}} = F(f)$; $\text{tg } \delta = F(f)$; $\mu = F(H_m)$; $\text{tg } \delta = F(H_m)$, где H_m — амплитуда внешнего синусоидального высокочастотного поля *.

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 пермеетров (см. далее). Время выдержки образцов после размагничивания до начала измерений: ферритов — Мп-Зп — 24 ч, Ni-Зп — 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 $0,1 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$, 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. 3.2.

На рис. 3.15 приведены схемы и уравнения равновесия мостов, применяемых в установках для испытаний магнитных материалов при повышенных и высоких частотах: *а* — резонансный мост (установка УИМ-2), *б* — мост со взаимной индуктивностью (установка УВИМ-1).

Определение приведенных в табл. 3.2 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:

$$\mu' = \frac{\pi L_x' D_{\text{ср}}}{\mu_0 S \omega^2}; \quad (3.31)$$

* В настоящем параграфе использованы в соответствии с указанными стандартами следующие обозначения: $\beta_1 = \text{ТК } \mu_{\text{нач}}$; $\beta_2 = \text{ТК } \text{tg } \delta$; индексы «*m*» для максимальных значений синусоидально и «*тах*» для несинусоидально изменяющихся периодических величин.

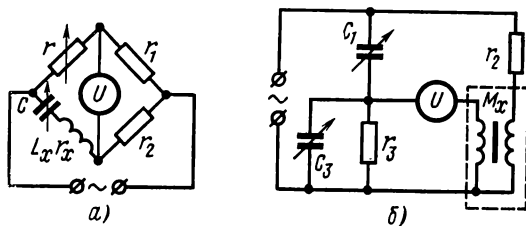


Рис. 3.15. Схемы мостов, применяемых для испытаний магнитных материалов на повышенных и высоких частотах:

а — резонансный мост (уравнения равновесия $L_x = \frac{1}{\omega^2 C}$; $r_x = r \frac{r_2}{r_1}$); *б* — мост со взаимной индуктивностью (уравнения равновесия $M_x = C_1 r_2 r_3$; $\text{tg } \delta = \omega C_3 r_3$)

$$\operatorname{tg} \delta = \mu''/\mu' = \frac{r_n}{\omega L_x}; \quad (3.32)$$

$$r_n = r'_x - r'_0, \quad (3.33)$$

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 (3.11) — (3.13)].

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

$$C_L = \frac{L_2 - L_1}{L_2 L_1 (\omega_2^2 - \omega_1^2)}. \quad (3.34)$$

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 (3.34).

Индуктивность

$$L'_x = L_x (1 - \omega^2 L_x C_L). \quad (3.35)$$

При подсчете сопротивления потерь r_n необходимо учитывать влияния собственной емкости обмотки C_L и поверхностного эффекта. С учетом этих поправок выражение для определения r_n можно представить в следующем виде:

$$r_n = r'_x - r'_0 = r_x (1 - 2\omega^2 L_x C_L) - K_\omega r_0, \quad (3.36)$$

где K_ω — поправочный коэффициент на влияние поверхностного эффекта, который зависит от частоты намагничивающего тока и марки провода и определяется по номограммам [13].

Удельные потери в материале подсчитывают по формуле

$$P = \frac{I^2 r_n}{m}, \quad (3.37)$$

где I — действующее значение тока в обмотке;

m — масса образца.

Чтобы измерительный прибор не влиял на работу мостовой схемы, ток I определяют посредством термоэлектрического амперметра (см.

§ 3.1) или путем измерения вольтметром падения напряжения на безреактивным 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)].

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 термостатами; 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

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{Q_x} - \frac{r'_0}{\omega L'_x}. \quad (3.38)$$

При подсчете r'_0 и L'_x необходимо учитывать замечания, приведенные относительно определения этих величин мостовым методом [см. формулы (3.35), (3.36)].

Индукционный метод определения перечисленных в табл. 3.2 величин заключается в измерении намагничивающего тока в первичной

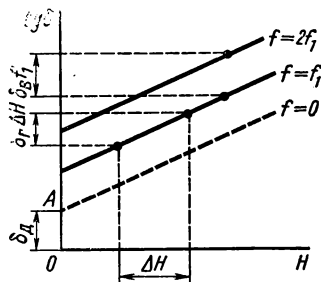


Рис. 3.16. Графический метод определения коэффициентов потерь

* Метод биений в связи с редким применением не рассматривается.

обмотке образца, э. д. с., индуктированной в его вторичной 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.

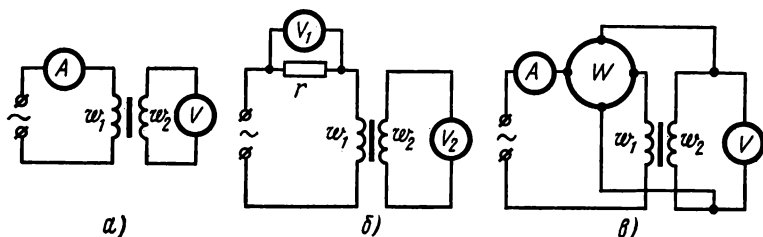


Рис. 3.17. Схемы, применяемые в индукционном методе для определения магнитных величин при повышенных и высоких частотах

Для подсчета максимального значения магнитной индукции измерение э. д. с., индуктированной во вторичной обмотке образца, должно производиться вольтметрами средних или действующих значений (при известном коэффициенте формы K_f).

Если форма кривой э. д. с., индуктированной 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 (см. 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., индуктированные 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., индуктированной 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

$$H_{\max} = \frac{I_{\max} \omega_1}{\pi D_{\text{ср}}} . \quad (3.39)$$

Максимальное значение магнитной индукции

$$B_{\max} = \frac{U_{2\text{ср}}}{4fS\omega_2} = \frac{U_2}{4K_f S\omega_2} . \quad (3.40)$$

На основании полученных значений магнитной индукции и напряженности магнитного поля можно построить динамические кривые намагничивания вида:

$$B_{\max} = f(H_{\max}); \quad B_m = f(H_m); \quad B_m = f(H);$$

$$B_m = f(H_m); \quad B_m = f(H_{\max}); \quad B_m = f(H).$$

Подсчет удельных потерь в материале образца производят по формуле

$$P = \frac{1}{m} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} P_1 - \frac{U_2^2}{r_2'} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_2'} \right) . \quad (3.41)$$

Здесь P_1 — мощность, измеренная с помощью ваттметра;
 r_2 — сопротивление вторичной обмотки,

$$r_2' = \frac{r_W r_V}{r_W + r_V} , \quad (3.42)$$

где r_W — сопротивление параллельной обмотки ваттметра;
 r_V — сопротивление вольтметра.

Испытания в диапазоне частот 1 ÷ 200 МГц. Определение свойств магнитных материалов в этом диапазоне частот производят 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 применяют. 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.

Достоинствами 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 испытуемый кольцеобразный образец (рис. 3.18).

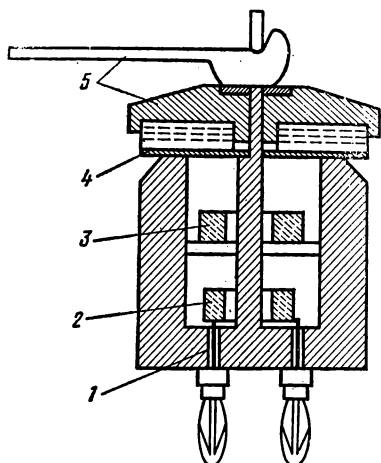


Рис. 3.18. Схематический разрез высокочастотного пермеаметра

Высокочастотный пермеаметр можно рассматривать как трансформатор. В качестве первичной обмотки служит обмотка на кольцевом ферритовом сердечнике 2. Вторичной обмоткой (короткозамкнутым витком) является латунный стакан 1, охватывающий первичную обмотку и испытуемый кольцевой образец 3. Стакан с помощью прижимного приспособления 5 замыкается металлической пластиной 4.

Для определения магнитной проницаемости и тангенса угла потерь первичная обмотка пермеаметра включается в одно из плеч высокочастотного моста или на куметр. Производится три замера полного сопротивления первичной обмотки: при разомкнутой вторичной обмотке, при замкнутой вторичной без испытуемого образца и при замкнутой вторичной при наличии образца.

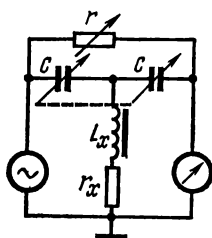


Рис. 3.19. Схема одинарного Т-образного моста (частотный диапазон до 10 МГц); уравнения равновесия:

$$L_x = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\omega^2 C} - \frac{r^2 C}{4 + \omega^2 r^2 C^2} \right);$$

$$r_x = \frac{r}{4 + \omega^2 r^2 C^2}$$

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.

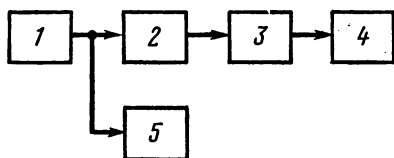


Рис. 3.20. Блок-схема установки для измерений мостовым методом на частотах 1÷200 МГц:

1 — генератор; 2 — мост; 3 — измерительный приемник (усилитель); 4 — электронный вольтметр; 5 — частотомер

Дополнительные погрешности, обусловленные, например, потерями в стенке держателя за счет отражения от его поверхности, можно учитывать расчетным путем.

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, используют Т-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.

На рис. 3.20 показана блок-схема установки для измерения 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 $\pm 0,1\%$.

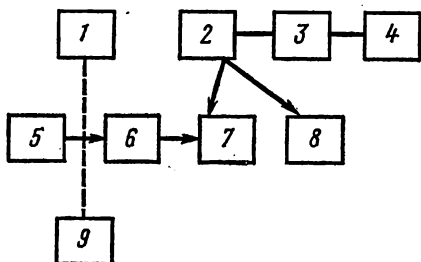


Рис. 3.21. Схема измерения высокочастотного магнитного поля:

1 — частотомер; 2 — катушка-датчик; 3 — измерительный прибор; 4 — выходной индикатор; 5 — генератор стандартных сигналов; 6 — аттенюатор; 7 — калибровочное поле (соленоид); 8 — испытуемое поле; 9 — электронный вольтметр

* Конструкции, особенности применения и расчетные формулы для таких пермеаметров подробно рассмотрены в [15].

Вопросы испытаний в магнитных полях высокой частоты являются весьма сложными и пока решены далеко не полностью.

§ 3.6. ИСПЫТАНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ППГ

Основные контролируемые параметры ферритов с ППГ указаны в табл. 2.24, а вспомогательные — в табл. 2.25. Рекомендуемая методика измерения этих параметров изложена в ОСТ 11 [19]. В известной мере эти рекомендации можно распространить и на материалы для сердечников свертонного проката.

Основные параметры и некоторые вспомогательные (коэффициент прямоугольности, температурные коэффициенты) определяют в статическом режиме баллистическим или импульсным методом.

Все измерения основных параметров ферритов, за исключением точки Кюри, проводят в жидкой среде, используя, например, кремний-органическую жидкость ПЭС-Д, позволяющую проводить испытания в интервале температур $-60 \div +100$ °С. 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 мм², а иногда меньше). Измеряемый магнитный поток в таких образцах очень мал, поэтому при использовании баллистического метода в качестве образ-

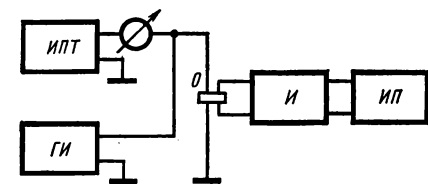


Рис. 3.22. Блок-схема установки для определения статической петли гистерезиса импульсным методом с электронным интегратором

цов 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.

Блок-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 на-

* Картавых Ю. В. и Кракау Т. К. Аппаратура для определения характеристик малогабаритных ферромагнитных сердечников из материалов с прямоугольной петлей гистерезиса. Труды метрологических институтов СССР, вып. 95 (155). Стандартгиз, 1967.

магничивание 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 (3.18)] 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.

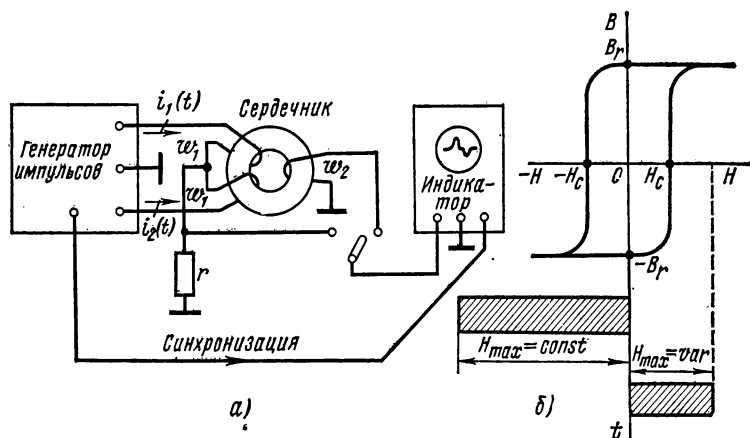


Рис. 3.23. Блок-схема установки для получения динамических характеристик материалов с ППГ

Обычно для измерения динамических свойств сердечников применяют специальные стенды, позволяющие создавать программы перемагничивающих импульсов различной полярности, амплитуды, порядка и частоты следования.

Блок-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 $-B_r$ 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.

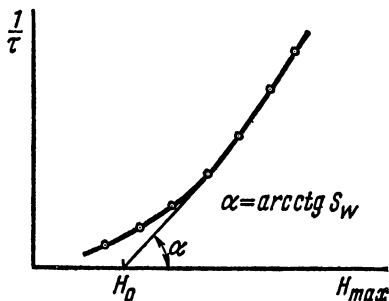


Рис. 3.24. Графический метод определения динамического порогового поля H_0 и коэффициента переключения S_w

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 испыта-

ниях на стенде С-1 ферритовых сердечников с ППГ, предназначенных 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 $0,25 \div 0,3$ мксек. Продолжительность импульсов тока 1, 2 и 3 устанавливается $5 \div 6$ мксек, импульса 4—15 мксек.

Импульс 4 может быть заменен серией импульсов меньшей продолжительности. Интервал времени между передними фронтами соседних импульсов в пачке $10 \div 15$ мксек. Пачки формируются с частотой $4 \div 6$ 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 режи-

мов 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 реальным установкам и условиям работы исследуемых сердечников.

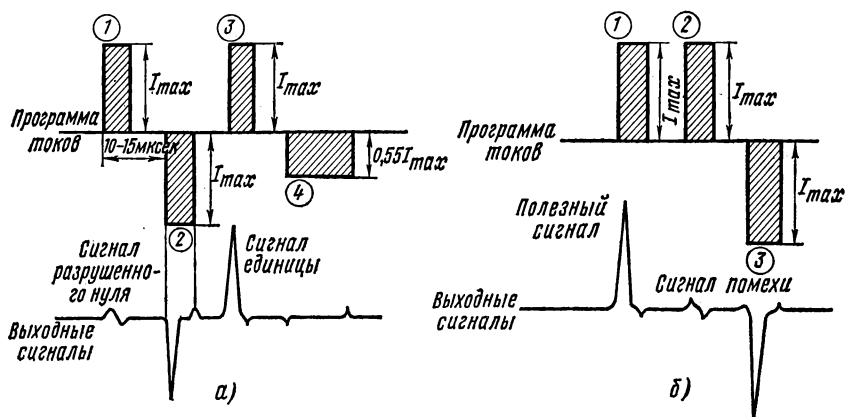


Рис. 3.25. Программа проверки ферритовых сердечников, предназначенных для работы в запоминающих устройствах (а) и в устройствах переработки дискретной информации (б)

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 на небольшое число групп приходится производить многократную сортировку сердечников, что снижает производительность автоматов.

Блок-схема автомата *, представляющего собой электронное измерительное устройство для автоматической разбраковки ферритовых сердечников на 15 групп, показана на рис. 3.26.

* Р. Г. Офенгенден и В. З. Серман. Автоматы для сортировки ферритовых сердечников. Сб. «Вопросы вычислительной техники», 1961.

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.

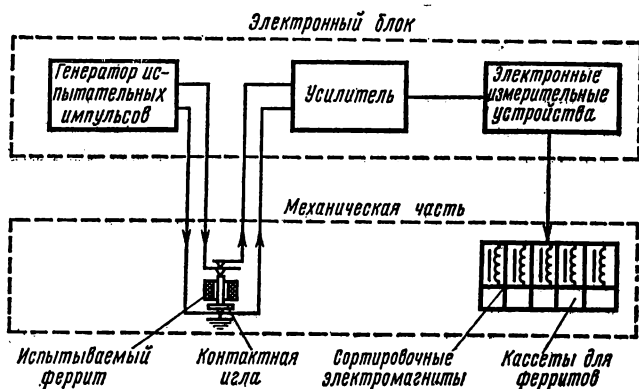


Рис. 3.26. Блок-схема автомата для разбраковки ферритовых сердечников с ППГ

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 квадратности. 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 элемента 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 многovitковые обмотки (несколько сотен витков и более). Импульсные испытания тонких пленок проводят по методике, близкой к исследованию сердечников с ППГ.

§ 3.7. ИСПЫТАНИЯ ФЕРРИТОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ УСТРОЙСТВ СВЧ

Как отмечалось в § 2.19, к основным контролируемым параметрам ферритов, предназначенных для устройств СВЧ-диапазона, относятся параметры, характеризующие ферромагнитный резонанс (ширина кривой $2\Delta H$ и резонансное поле $H_{рез}$); намагниченность насыщения I_s ; магнитная μ' и диэлектрическая ϵ' проницаемости, а также соответствующие тангенсы углов потерь $\operatorname{tg} \delta$ и $\operatorname{tg} \delta_e$.

Эти параметры характеризуют свойства феррита как магнитного материала. Переход от данных параметров к величинам, характеризующим устройство СВЧ в целом (затухания, фазовые сдвиги, угол поворота плоскости поляризации), путем расчетов в общем виде весьма затруднителен. Это объясняется, во-первых, сложностью аналитического представления процессов, происходящих в устройствах СВЧ, и, во-вторых, тем, что измерение основных параметров ферритов можно осуществить только на образцах определенной формы (например, для

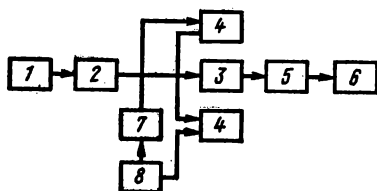


Рис. 3.27. Блок-схема установки для измерения параметров ферромагнитного резонанса резонаторным методом:

1 — генератор СВЧ; 2 — ферритовый вентиль; 3 — проходной резонатор с измеряемым образцом; 4 — электромагниты; 5 — согласованная детекторная головка; 6 — микроамперметр; 7 — амперметр; 8 — регулируемый выпрямитель

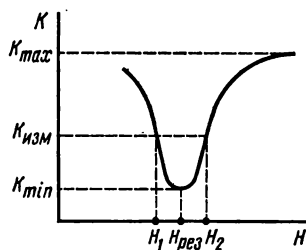


Рис. 3.28. График зависимости коэффициента передачи резонатора с ферритовой сферой от подмагничивающего поля

определения $2\Delta H$ и $H_{рез}$ образец должен быть сфероидальным), отличающейся от формы ферритовых вкладышей, т. е. контроль основных параметров является разрушающим.

Испытания ферритов, применяемых в устройствах СВЧ, можно подразделить на два вида:

1) испытания ферритов как магнитных материалов на образцах специально требуемой для испытаний формы;

2) испытания ферритовых вкладышей в реальных СВЧ-устройствах.

Методики обоих видов испытаний нельзя считать достаточно разработанными. Нормативными документами по этим вопросам являются ГОСТ 12637—67 и нормаль НПО.707.006.

Рассмотрим способы определения основных параметров ферритов СВЧ: $2\Delta H$, $H_{рез}$, μ' , ϵ' и I_s .

Измерение параметров ферромагнитного резонанса ($2\Delta H$ и $H_{\text{рез}}$) основано на поглощении энергии поля СВЧ ферритовой сферой при изменении постоянного подмагничивающего поля. Величины $2\Delta H$ и $H_{\text{рез}}$ можно измерять резонаторным и волноводными методами, а также в коаксиальном тракте, создавая в образце определенную конфигурацию сверхвысокочастотного поля. Предпочтение отдается резонаторному методу (блок-схема установки представлена на рис. 3.27). Измерения производят следующим образом. Генератор СВЧ 1 настраивают по максимальному показанию микроамперметра 6 в резонанс с измерительным резонатором (без образца) и определяют коэффициент передачи K_{max} . Затем ферритовый образец в виде сферы помещают в резонатор в область линейной поляризации магнитного поля колебаний СВЧ. Регулировкой тока электромагнита по минимальному показанию микроамперметра 6 добиваются резонансного поглощения K_{min} (рис. 3.28).

Амперметр 7, отградуированный в единицах напряженности магнитного поля, создаваемого электромагнитом 4, показывает величину резонансного поля $H_{\text{рез}}$ (рис. 3.28). Регулировкой тока электромагнита изменяют величину поля H по обе стороны от $H_{\text{рез}}$ и определяют напряженности поля H_1 и H_2 , соответствующие уровню $K_{\text{изм}}$.

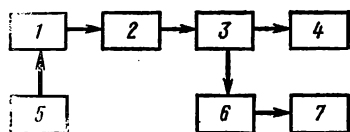


Рис. 3.29. Блок-схема установки для измерения диэлектрической и магнитной проницаемостей методом стоячей волны:

1 — генератор СВЧ; 2 — аттенюатор; 3 — измерительная линия; 4 — секция с образцом; 5 — модулятор; 6 — усилитель; 7 — индикатор

Измерительный уровень

$$K_{\text{изм}} = \frac{2K_{\text{max}}}{1 + \frac{K_{\text{max}}}{K_{\text{min}}}}. \quad (3.43)$$

Ширина кривой ферромагнитного резонанса $2\Delta H$ определяется как разность между H_2 и H_1 :

$$2\Delta H = H_2 - H_1. \quad (3.44)$$

Погрешность измерения этим методом не превышает 10%.

Измерение диэлектрической и магнитной проницаемостей осуществляют методами стоячей волны и резонаторным.

Блок-схема установки для измерения диэлектрической и магнитной проницаемостей методом стоячей волны приведена на рис. 3.29. Метод заключается в том, что конец волновода или измерительной линии закорачивают и подают на них СВЧ-колебания. В линии образуется стоячая волна.

При измерении диэлектрической проницаемости образец помещают в пучность электрического поля, при измерении магнитной проницаемости — в пучность магнитного поля. По изменению коэффициента стоячей волны и смещению минимума поля от его первоначального положения в пустой короткозамкнутой линии можно определить магнитную и диэлектрическую проницаемости.

Описанный метод измерения применяют в широком интервале частот (200—3000 МГц). Погрешность метода составляет 5% для действи-

тельных составляющих и 15—20% для мнимых составляющих проницаемостей.

Основным недостатком установки является ее малая чувствительность, что делает этот метод непригодным для образцов с малыми потерями. В последнем случае применяют резонаторный метод, основанный на теории малых возмущений [2.22].

Измерение намагниченности насыщения. Разработано большое число методов измерения намагниченности насыщения. По принципу действия их можно разделить на три группы:

1) измерение магнитной индукции образца (баллистический метод); 2) измерение силы, действующей на образец в неоднородном магнитном поле (метод Фарадея), и 3) вибрационные методы измерения, которые представляют наибольший интерес, так как могут обеспечить высокие производительность и точность.

Принцип измерения намагниченности ферритов вибрационным магнитометром состоит в следующем (рис. 3.30). Измеряемый ферритовый образец в виде сферы 1 вибрирует в однородном поле электромагнита 5 с низкой частотой (60—80 гц). Осциллирующее магнитное поле вибрирующего образца наводит э. д. с. в паре неподвижных измерительных катушек 3, закрепленных непосредственно на башмаках электромагнита. Эта э. д. с. пропорциональна намагниченности образца.

С целью исключения влияния изменений частоты и амплитуды вибрации используется нулевой метод индикации, для чего на стержень вибратора 6, к которому крепится измеряемый образец, наматывается эталонная катушка 2, питаемая постоянным током. Эта катушка, вибрируя вместе с образцом, индуцирует сигнал в компенсационных катушках 4, подобных (электрически и конструктивно) измерительным катушкам 3. Амплитуда сигнала, индуцированного эталонной катушкой, пропорциональна силе тока, проходящего по ее обмотке, и может быть получена равной амплитуде сигнала, индуцированного образцом.

Напряжения от измерительных и компенсационных катушек подаются в противофазе на схему сравнения, а затем на усилитель разностного сигнала (избирательный). В качестве нуль-индикатора используется осциллограф 12 или милливольтметр 13.

Для калибровки вибрационного магнитометра применяют образец из химически чистого никеля, величина намагниченности которого известна. Имея такой образец, можно откалибровать ток через эталонную катушку непосредственно в единицах намагниченности.

Рассмотрим далее вопросы *испытания ферритовых вкладывшей*

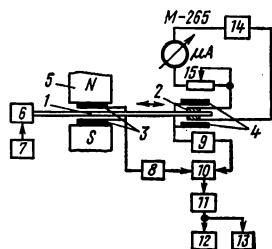


Рис. 3.30. Блок-схема установки для измерения намагниченности вибрационным методом:

1 — измеряемый образец; 2 — эталонная катушка; 3 — измерительные катушки; 4 — компенсационные катушки; 5 — электромагнит; 6 — вибратор; 7 — генератор для возбуждения вибратора; 8 — калиброванный делитель; 9 — фазовращатель; 10 — схема сравнения сигналов; 11 — избирательный усилитель; 12 — осциллограф; 13 — милливольтметр; 14 — стабилизированный источник питания; 15 — резистор

в реальных устройствах СВЧ. Методы и аппаратура, применяемые при этом, весьма разнообразны и аналогичны методам, применяемым в волноводной технике для контроля отдельных узлов трактов СВЧ [4.13]. Остановимся на некоторых из них, чтобы получить общее представ-

ление об этой области измерений.

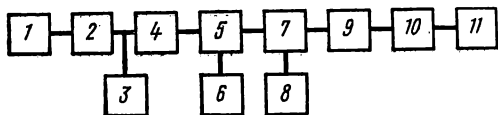


Рис. 3.31. Блок-схема установки для измерения потерь:

1 — генератор СВЧ; 2 — вентиль; 3 — волномер; 4 — аттенюатор; 5 — измерительная линия; 6 — индикатор; 7 — волновод с испытуемым ферритовым вкладышем; 8 — электромагнит; 9 — калиброванный аттенюатор; 10 — детектор; 11 — индикатор

Измерение затухания β (дБ) осуществляют, определяя затухание электромагнитной волны, прошедшей через участок волновода с ферритом, на установке, блок-схема которой изображена на рис. 3.31, методом сравнения или замещения с помощью калиброванного аттенюатора.

Вначале (без измеряемого образца феррита) с помощью калиброванного аттенюатора 9 устанавливают и отмечают по индикатору 11 некоторый начальный уровень мощности. Затем устанавливают волновод с ферритом, требуемое намагничивающее поле и с помощью того

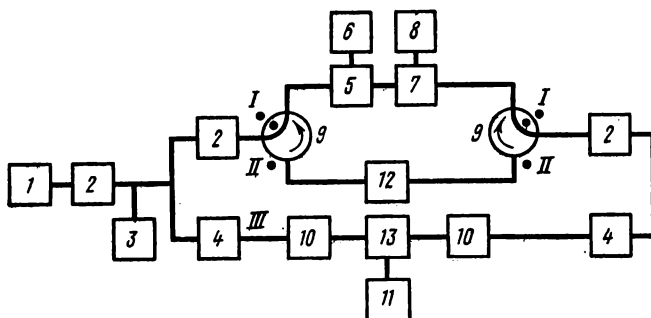


Рис. 3.32. Блок-схема установки для измерения малых потерь:

1 — генератор СВЧ; 2 — вентиль; 3 — волномер; 4 — аттенюатор; 5 — измерительная линия; 6 — индикатор; 7 — волновод с испытуемым ферритом; 8 — электромагнит; 9 — переключатель; 10 — детекторная секция; 11 — индикатор; 12 — калиброванный аттенюатор; 13 — дифференциальный трансформатор

же аттенюатора 9 восстанавливают начальные показания индикатора 11. Величину потерь определяют по разности показаний $\beta = \beta_1 - \beta_2$ аттенюатора 9. Измерительная линия используется для контроля отражений от феррита с целью учета потерь на отражение β_0 , которые определяют по формуле

$$\beta_0 = 10 \lg (1 - \Gamma), \quad (3.45)$$

где Γ — коэффициент отражения от феррита по мощности.

Схема позволяет измерять средние и высокие потери от 0,5—1,0 дБ и выше.

Для измерения малых потерь порядка 0,1—0,2 дБ метод используют тот же, т.е. сравнивают сигналы, проходящие через пустой волновод и волновод с ферритовым образцом, но для повышения чувствительности применяют балансные или дифференциальные схемы (рис. 3.32).

В этой схеме на дифференциальном трансформаторе 13 происходит вычитание сигналов, поступающих из плеча III и из идентичных плеч I и II, поочередно подключаемых с помощью переключателей 9. В начале измерения (до установки испытываемого образца) при изображенном на рисунке положении I переключателей 9, схему балансируют с помощью аттенюаторов 4. Затем, установив измеряемый образец, нужное подмагничивающее поле и заметив показания индикатора 11, переключатели 9 переключают в положение II. Далее с помощью калиброванного аттенюатора 12 определяют измеряемые потери. Схема обеспечивает точность измерений не ниже 3—5%.

Измерение фазового сдвига $\Delta\varphi$ (град) осуществляют путем сравнения фазы электромагнитной волны, проходящей через волновод с ферритом, с постоянной фазой волны произвольной точки тракта до испытываемого волновода. Измерения можно проводить двумя способами: в режиме бегущей волны и в режиме стоячей волны*.

В первом случае измерения производят на установке, блок-схема которой изображена на рис. 3.33.

В измерительной линии 5, нагруженной на согласованную нагрузку 10, устанавливается бегущая волна, поле которой характеризуется постоянной амплитудой и линейным изменением фазы.

На детекторе 9 измерительной линии происходит смешение сигналов, поступающих непосредственно от генератора, помимо участка с ферритом и прошедшего участок волновода с ферритом. В начале измерения до установки в волновод испытываемого образца феррита, перемещая зонд измерительной линии, по минимальному сигналу на индикаторе определяют положение точки, в которой фазы складываемых сигналов будут противоположными. Затем, установив феррит и требуемое подмагничивающее поле, отыскивают новое положение этой точки. Смещение Δl этой точки дает искомый сдвиг фазы волны,

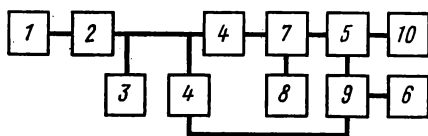


Рис. 3.33. Блок-схема установки для измерения сдвига фазы методом бегущей волны: 1 — генератор СВЧ; 2 — вентиль; 3 — волномер; 4 — аттенюатор; 5 — измерительная линия, переделанная для фазовых измерений; 6 — индикатор; 7 — волновод с испытываемым ферритовым вкладышем; 8 — электромагнит; 9 — детектор измерительной линии; 10 — согласованная нагрузка

* Режим бегущей волны соответствует работе генератора на согласованную нагрузку, когда в линии распространяется только одна волна, «бегущая» в сторону нагрузки. В противоположность этому режим, при котором в линии имеют место отражения, т. е. распространяются две взаимно противоположные волны, называют режимом стоячей волны.

прошедшей через феррит, который вычисляется по формуле

$$\Delta\varphi, \text{ град.эл} = \frac{360}{\lambda_{\text{в}}} \Delta l, \quad (3.46)$$

где $\frac{360}{\lambda_{\text{в}}}$ — фазовая постоянная, град.эл/см;
 $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе, см;
 Δl — перемещение вдоль линии, см.

Второй способ рекомендуется тогда, когда отсутствует специально переделанная для фазовых измерений измерительная линия или такая переделка вообще нежелательна, например в миллиметровом диапазоне.

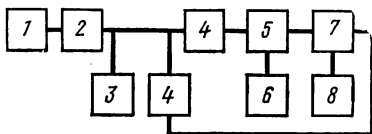


Рис. 3.34. Блок-схема установки для измерения сдвига фазы методом стоячей волны:

1 — генератор СВЧ; 2 — вентиль; 3 — волномер; 4 — аттенюатор; 5 — измерительная линия; 6 — индикатор; 7 — волновод с испытуемым ферритовым вкладышем; 8 — электромагнит

В этом случае измерения производят на установке, блок-схема которой изображена на рис. 3.34. В измерительной линии 5, питаемой с обоих концов сигналами, один из которых проходит участок с ферритом, происходит их сложение и устанавливается стоячая волна. Методика измерения идентична методике режима бегущей волны, а искомый фазовый сдвиг определяется выражением

$$\Delta\varphi, \text{ град.эл} = 2 \frac{360}{\lambda_{\text{в}}} \Delta l. \quad (3.47)$$

Обозначения в выражении (3.47) те же, что и в (3.46), а коэффициент 2 обусловлен удвоением скорости изменения фазы в результате

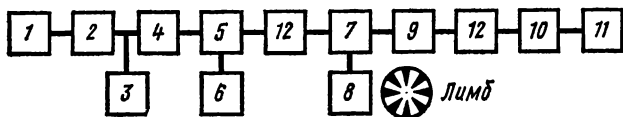


Рис. 3.35. Блок-схема установки для измерения угла поворота плоскости поляризации:

1 — генератор СВЧ; 2 — вентиль; 3 — волномер; 4 — аттенюатор; 5 — измерительная линия; 6 — индикатор; 7 — волновод с испытуемым ферритовым вкладышем; 8 — электромагнит; 9 — вращающийся волновод с лимбом; 10 — детекторная секция; 11 — индикатор; 12 — переход с прямоугольного на круглый волновод

наличия двух волн. Для повышения точности все отсчеты по измерительной линии производят методом «вилки». Точность измерения составляет 2—4°.

Измерение угла поворота плоскости поляризации $\Delta\theta_{\text{п}}$ (град) производят по изменению ориентации эллипсы поля электромагнитной волны, прошедшей через участок волновода с ферритом, на установке, блок-схема которой изображена на рис. 3.35.

Для обеспечения требуемой точности измерений порядка $\pm 2^\circ$ специальные элементы круглого волновода и переходы должны обладать хорошей симметричностью и не вносить заметных отражений в тракт. С этой же целью в схему вводят развязывающие вентили.

Вначале (до установки испытуемого образца), поворачивая вращающийся волновод 9 с детекторной секцией, замечают положение θ_1 , соответствующее максимальным показаниям индикатора 11. Затем, установив испытываемый образец и нужное подмагничивающее поле, определяют новое положение θ_2 , соответствующее максимальной амплитуде электрического поля. Величину угла поворота плоскости поляризации определяют разностью отсчетов по лимбу:

$$\Delta\theta_n = \theta_2 - \theta_1. \quad (3.48)$$

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

Ознакомимся с наиболее широко применяемыми магнитными элементами автоматики: магнитными усилителями, бесконтактными реле и стабилизаторами 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 [4.8].

Конструктивно магнитный усилитель состоит из одного или нескольких сердечников с обмотками.

Для уяснения принципа действия магнитного усилителя рассмотрим дроссель в виде сердечника из магнитномягкого материала с двумя обмотками (рис. 4.1). Обмотка управления ω_y питается постоянным напряжением U_y ; рабочая обмотка ω_p — переменным напряжением U_{\sim} через сопротивление нагрузки Z_n .

* См. литературу к гл. IV.

** Магнитные стабилизаторы тока имеют ограниченное применение, поэтому не рассматриваются.

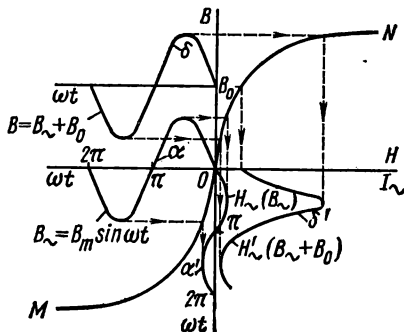
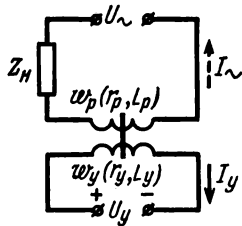
Переменный ток в рабочей обмотке

$$I_{\sim} = \frac{U_{\sim}}{V(r_{\text{p}} + r_{\text{H}})^2 + (\omega L_{\text{p}} + x_{\text{H}})^2}. \quad (4.1)$$

ИНДУКТИВНОСТЬ

$$L_p = \frac{\omega_p^2 S_M}{l_M} \mu_0 \mu_{\sim}, \quad (4.2)$$

где S_m и l_m — соответственно площадь поперечного сечения и средняя длина магнитной линии сердечника;

$$\mu_{\sim} = \frac{B_{\sim}}{\mu_0 H_{\sim}} \text{ — относительная динамическая магнитная проницаемость материала сердечника.}$$


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} , а H_{\sim} 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 ω_y дросселя) вызывает увеличение переменного тока I_{\sim} в обмотке ω_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

* В гл. IV амплитудные значения обозначены индексом « m ».

рассматривать как результат уменьшения μ_{\sim} и, следовательно, L_p при увеличении тока I_y [рис. 4.3 и формула (4.1)].

Таким образом, рассмотренное устройство представляет собой 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 магнитные усилители выполняют по более сложным схемам (однотактным, двухтактным, с обратной связью и др.).

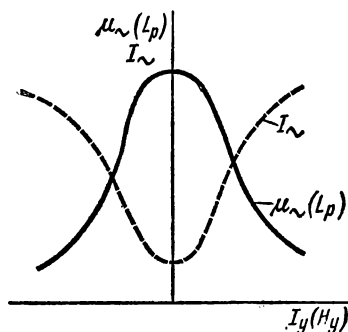


Рис. 4.3. Зависимость магнитной проницаемости μ_{\sim} (индуктивности L_p) и тока I_{\sim} от величины подмагничивающего тока в обмотке управления I_y

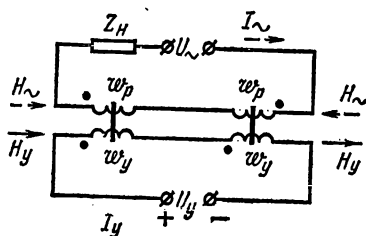


Рис. 4.4. Схема однотактного магнитного усилителя

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 трехстержневой), что позволяет исключить недостатки, присущие дросселям. Это достигается за счет того, что обмотки w_y в цепи управления включаютя 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 вклю-

ченны таким образом, что поля H_y 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 для $I_y \neq 0$. Для получения выходного сигнала и чувствительности его к полярности I_y служат обмотки смещения $w_{см}$, которые питаются постоянным током $I_{см}$, создающим поле смещения $H_{см}$. Это поле смещает начальную рабочую точку с кривой симметрии зависимости выходного тока от подмагничивающего поля. Поскольку направления H_y и $H_{см}$ 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_n возникает выходной сигнал I_{\sim} . При изменении полярности U_y фаза тока I_{\sim} меняется на 180° .

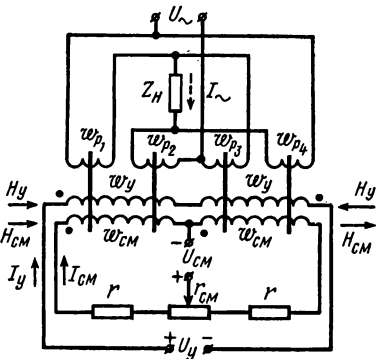


Рис. 4.5. Схема двухтактного мостового магнитного усилителя

Важными эксплуатационными характеристиками магнитного усилителя являются коэффициенты усиления (передачи) и инерционность усилителя.

Различают коэффициенты усиления по току $K_I = \frac{\Delta I_{\sim}}{\Delta I_y}$, по напряжению $K_U = \frac{\Delta U_{\sim}}{\Delta U_y}$ и по мощности $K_P = \frac{\Delta P_n}{\Delta P_y}$.

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 $\tau = 1,25$ сек, а длительность переходного процесса $t_n = 3,8$ сек*.

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. Обрат-

* Пример из [4.7].

ную 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 $w_{o.c}$ постоянное поле $H_{o.c}$, увеличивающее подмагничивание и, следовательно, приводящее к возрастанию I_{\sim} . Если направление выпрямленного тока в обмотках $w_{o.c}$ выбрано таким

образом, что $H_{o.c}$ 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:

$$K_{o.c} = \frac{H_{o.c}}{H_{\sim cp}}, \quad (4.4)$$

Рис. 4.6. Схема магнитного усилителя с обратной связью

т. е. коэффициент обратной связи устанавливает степень компенсации напряженности H_{\sim} напряженностью $H_{o.c}$ в том сердечнике, где в данный полупериод эти поля вычитаются.

Для внешней обратной связи

$$K_{o.c} = \frac{w_{o.c}}{w_p} K_v \approx \frac{w_{o.c}}{w_p}, \quad (4.5)$$

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:

$$K_{p.o.c} = \frac{K_p}{(1 \mp K_{o.c})^2} \quad (4.6)$$

и

$$\tau_{o.c} = \frac{\tau}{1 \mp K_{o.c}}, \quad (4.7)$$

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.

Из формулы (4.6) видно, что для усилителя с положительной обратной связью увеличение $K_{o.c}$ вызывает возрастание усиления, а при

$K_{o.c} \geq 1$ усилитель переходит в релейный (триггерный) режим работы, что используется в бесконтактных магнитных реле.

Из выражений (4.6) и (4.7) также ясно, что увеличение $K_{o.c}$ приводит к увеличению $\tau_{o.c}$ (при положительной обратной связи). Однако поскольку $K_{p.o.c}$ возрастает быстрее, чем $\tau_{o.c}$, 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 достоинств (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.

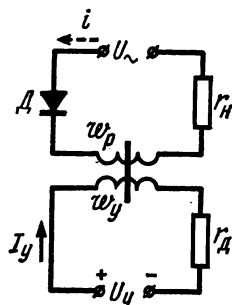


Рис. 4.7. Схема однополупериодного магнитного усилителя с внутренней обратной связью или самонасыщением

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_p . 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 $\omega t = \pi$ наступает 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 [4.7]

$$I_{н.ср} = \frac{U_m}{2\pi r} \left(1 + \frac{B_y}{B_s} \right). \quad (4.8)$$

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

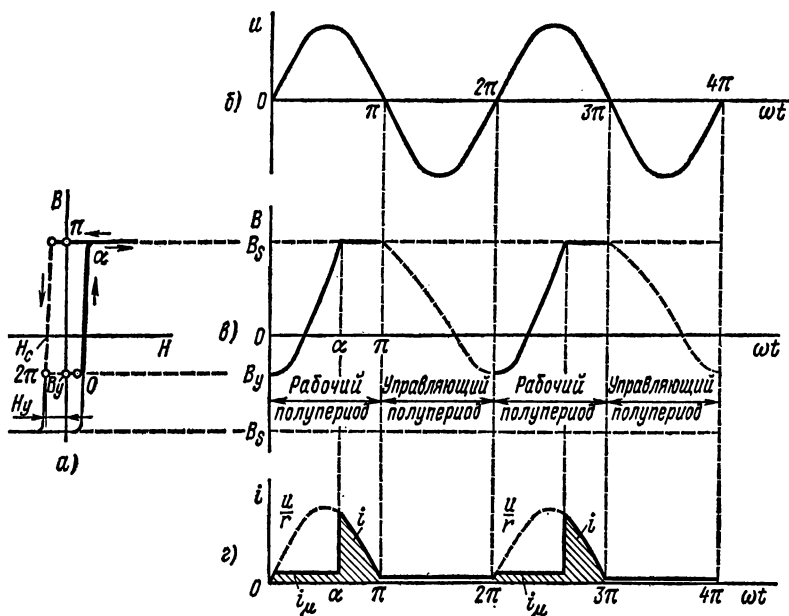


Рис. 4.8. К пояснению принципа действия магнитного усилителя с внутренней обратной связью

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.

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 лож-

ного 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 $10^{-10} \div 10^{-9}$ 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 ($K_{o.c.} \gg 1$). Коэффициент усиления по току

$$K_I = \frac{1}{1 - K_{o.c.}} \frac{\omega_{II}}{\omega_I}. \quad (4.9)$$

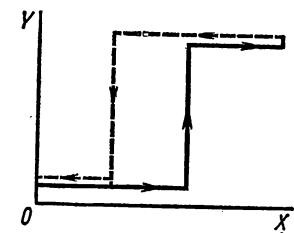


Рис. 4.9. Характеристика реле

Следовательно, при $K_{o.c.} = 1$ коэффициент усиления по току возрастает до бесконечности. Для реальной схемы это означает, что на вход усилителя достаточно подать малый сигнал I_y , чтобы ток

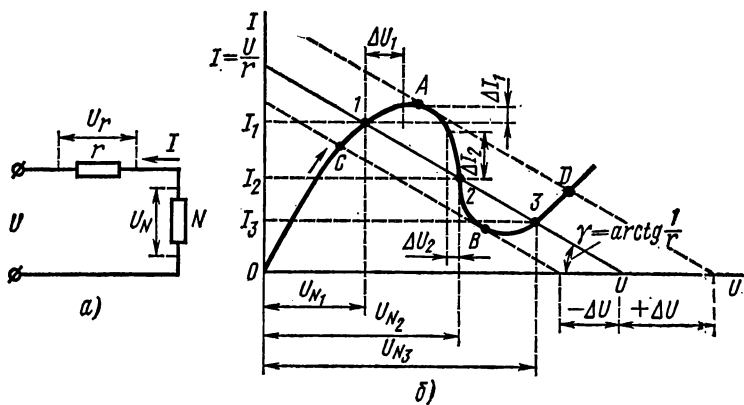


Рис. 4.10. Характеристика работы цепи из линейного и нелинейного элементов

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 r 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 вольтамперной 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

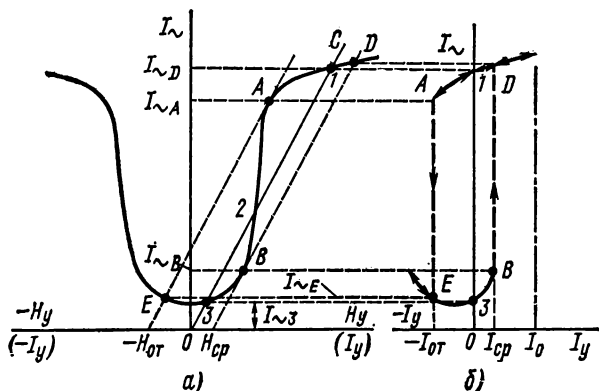


Рис. 4.11. Характеристики магнитного усилителя в режиме реле

(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 $I = U_{r_2}/r$ 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, *а*.

На этом же рисунке показана прямая обратной связи OC . При достаточно большой обратной связи прямая OC 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 показывают, 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 (например, 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 применяются параметрические ста-

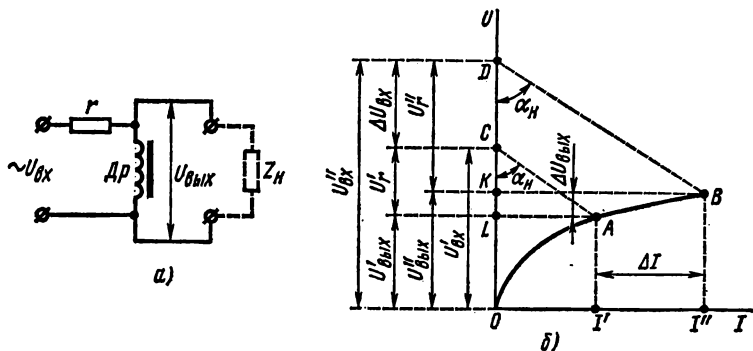


Рис. 4.12. Схема (а) и характеристика работы (б) стабилизатора напряжения с магнитонасыщенным дросселем

билизаторы с магнитонасыщенным дросселем или трансформатором. В этих стабилизаторах постоянство 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 Dp , обладающий вольт-амперной характеристикой, показанной на рис. 4.12, б. На рис. 4.12, б выполнены построения

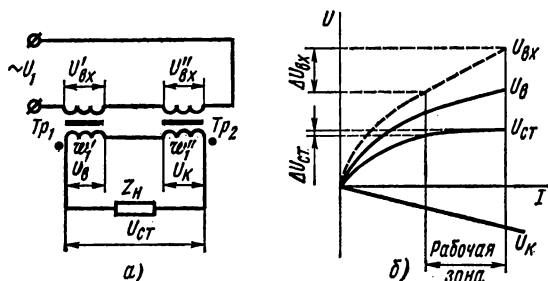


Рис. 4.13. Схема (а) и характеристика работы (б) стабилизатора напряжения с магнитонасыщенным дросселем и трансформаторной связью

(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.

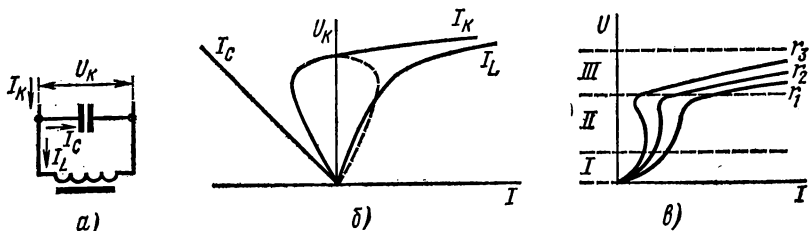


Рис. 4.14. Схема феррорезонансного стабилизатора напряжения (а) и его характеристики (б, в)

Широко применяют феррорезонансные стабилизаторы напряжения, в которых используется явление резонанса в контуре, состоящего из индуктивности (дросселя) 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 сек.

Для построения стабилизаторов напряжения можно использовать как резонанс токов (параллельное включение L и C), так и резонанс напряжений (последовательное включение L и C). Более распространенными являются стабилизаторы напряжения с параллельным включением L и C .

На рис. 4.14 представлены параллельный феррорезонансный контур и его характеристики. Для построения стабилизаторов напряжения используется область *III* (рис. 4.14, *в*). Кроме рассмотренных магнитных элементов автоматики, на основе использования магнитных свойств материалов создают магнитные модуляторы, зонды, магнитометры, демодуляторы, генераторы импульсов, осуществляют синхронные передачи и многое другое.

§ 4.2. ЭЛЕМЕНТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

Как указывалось ранее (см. § 2.18), при построении некоторых узлов цифровых вычислительных машин (ЦВМ) наиболее широко применяют магнитные элементы из материалов с ППГ.

В таких элементах обычно используют замкнутые (кольцевые) магнитопроводы, так как в разомкнутых цепях из-за наличия размагничивающего фактора прямоугольность петли гистерезиса может быть утрачена. Исключение составляют тонкие магнитные пленки, у которых благодаря небольшой толщине коэффициент размагничивания мал.

Кольцевой сердечник из ферромагнетика с ППГ позволяет осуществлять любые функции как хранения, так и логической обработки дискретной информации. Некоторые конструктивные и технологические преимущества при построении малогабаритных запоминающих устройств (ЗУ) с малыми токами управления дает использование многоотверстных ферритовых пластин (МФП). Магнитопровод вокруг каждого из отверстий МФП работает так же, как кольцевой сердечник.

Однако с точки зрения надежности работы, простоты построения схем, экономичности иногда целесообразнее использовать магнитопроводы более сложной конфигурации (СМАГи).

В ЗУ, например, СМАГи позволяют осуществлять считывание без разрушения информации, что исключает необходимость ее регенерации и увеличивает быстродействие и надежность работы. Кроме того, благодаря СМАГам можно производить выборочную запись информации в матрицу ЗУ при неограниченных по максимуму токах выборки. Это обуславливает высокую температурную стабильность элементов, так как, выбрав токи достаточными для записи информации при наиболее низкой температуре рабочего диапазона температур (при которой ферромагнетик имеет максимальное значение H_c), можно выполнять надежную запись и при более высоких температурах.

В устройствах логической обработки информации СМАГи позволяют осуществлять однонаправленную передачу информации только в соседнюю ячейку (для чего в устройствах на кольцевых сердечниках используют феррит-диодные и феррит-транзисторные элементы)*, а также уменьшать потери в цепях связи и облегчать проблему разветвления логических цепей.

* Термины «феррит-диодные» и «феррит-транзисторные» элементы, строго говоря, предусматривают использование ферритовых магнитопроводов. Однако в книге эти термины относятся и к металлическим ферромагнитным сердечникам.

По основному принципу работы СМАГи можно разделить на две группы: с перераспределением магнитного потока в разветвленной магнитной цепи и с перемагничиванием по обратимым частным циклам. Как уже отмечалось, металлические ферромагнетики с ППГ обладают анизотропией магнитных свойств. Это главным образом и определило работу магнитных элементов на основе металлических ферромагнетиков, в которых анизотропия магнитных свойств позволяет осуществлять, например, выборочную запись информации в матрицы ЗУ или

ТАБЛИЦА 4.1.

Магнитные сердечники в устройствах хранения и обработки дискретной информации

Область применения		Группы магнитных материалов и типы сердечников					
		Ферриты				Металлические ферромагнетики	
		кольцевые сердечники	многоотверстные пластины (МФП)	сложные магнитопроводы (СМАГи)		витые ленточные сердечники	плоские пленки
				с перераспределением магнитного потока (трансфлюксоры)	с перемагничиванием по обратимым частным циклам		
Элементы ЗУ	с разрушением информации при считывании	×	×	×			×
	без разрушения информации при считывании	×		×	×		×
Элементы логических и переключающих устройств	накопительные и пересчетные схемы	×		×		×	
	феррит-диодные и феррит-транзисторные элементы	×				×	
	чисто магнитные схемы	×		×			

считывание без разрушения информации. Исключением являются витые ленточные сердечники, анизотропия свойств которых не имеет принципиального значения; их применяют в некоторых элементах,

несмотря на сложность технологии изготовления, благодаря хорошей температурной стабильности электромагнитных параметров.

В табл. 4.1 показаны области применения различных типов сердечников.

Кольцевые ферромагнитные сердечники являются основным компонентом всех ЦВМ. Каждая ЦВМ содержит (в основном в ЗУ) от сотен до десятков миллионов сердечников с наружным диаметром $2,0 \div 0,5$ мм.

Наибольшее распространение на практике получили две системы выборки: система $X - Y$ и система Z^* .

В системе $X - Y$ каждая координатная матрица сердечников, содержащая обычно \sqrt{N} столбцов и \sqrt{N} строк, является одним разрядом всех (или части) чисел N , хранящихся в ЗУ (рис. 4.15). При этом выборка определенного числа (адреса ЗУ) осуществляется по подачей импульсов тока полувыборки (I_X и I_Y)** по одной из шин каждой координаты. На сердечник, находящийся на пересечении этих шин, действует сумма токов $I_X + I_Y$, достаточная для перемагничивания из одного состояния остаточной намагниченности в другое.

Кроме того, все сердечники матрицы прошиваются еще двумя проводами: проводом запрета, по которому поступает разрядный ток запрета (третья координата числового куба), и выходным проводом. При записи информации в обмотку запрета того разряда, в котором необходимо записать «0», подается импульс тока запрета I_3 , а в тех разрядах (матрицах) выбранного током I_X и I_Y числа, в которых необходимо записать «1», ток запрета отсутствует. Тогда м. д. с., достаточная для перемагничивания сердечника из состояния «0» в состояние «1», будет приложена лишь к тому сердечнику матрицы, который находится на пересечении выбранных координат X и Y при условии, что в данную матрицу не подается импульс тока запрета. Ни на один из других сердечников не будет воздействовать м. д. с., большая, чем I_X , I_Y или I_3 , каждая из которых в отдельности недостаточна для перемагничивания сердечника (рис. 4.16).

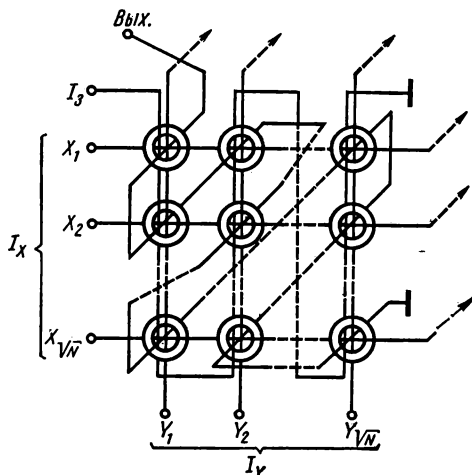


Рис. 4.15. Организация матрицы ЗУ по системе $X - Y$

* В зарубежной литературе принято обозначать системы 3D и 2D соответственно (D — от dimension — «измерение», т. е. 3-мерная и 2-мерная системы).

** В настоящем параграфе буквы I и U использованы для обозначения импульса тока или напряжения, а также его максимального значения без индекса «тах» (например, I_X вместо $I_{X_{\max}}$).

При считывании информации наблюдается аналогичная картина, с той лишь разницей, что полярность полutoков I_X и I_Y изменяется на обратную, а разрядный импульс запрета всегда отсутствует. Следовательно, после считывания сердечник, находящийся на выбранных координатах X и Y , всегда оказывается перемагниченным в состояние «0», а на общей для всей матрицы выходной обмотке индуктируется сигнал «1» или «0» в зависимости от записанной ранее в этот сердечник информации.

При сборке матриц в числовой куб адресные обмотки X и Y всех n

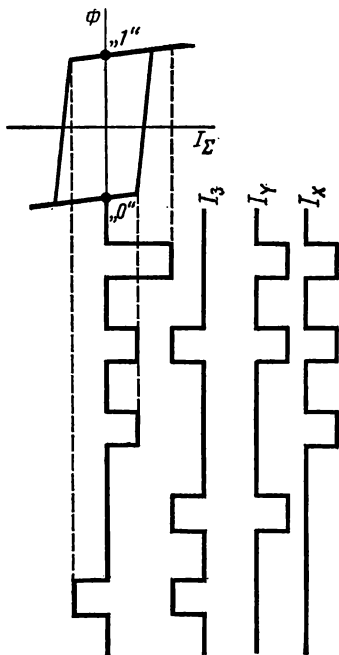


Рис. 4.16. Возможные комбинации токов, действующих при записи на сердечники матрицы ЗУ в системе $X-Y$

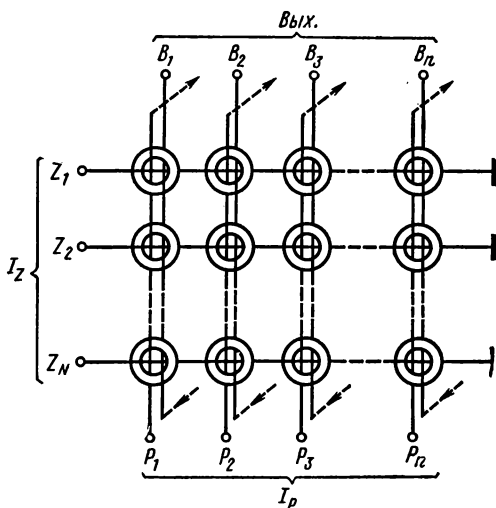


Рис. 4.17. Организация матрицы ЗУ по системе Z

матриц (n — число двоичных разрядов чисел, хранимых в ЗУ) соединяются последовательно, а каждая обмотка запрета и выходная обмотка поступают соответственно на свой формирователь разрядного тока или усилитель считывания.

Необходимо отметить, что каждый сердечник матрицы в системе $X-Y$, кроме функции хранения информации, выполняет функции последней ступени дешифратора адреса, что делает эту систему наиболее экономичной с точки зрения количества оборудования в схемах управления.

В системе Z каждая матрица ферритовых сердечников, состоящая из N строк и n столбцов, содержит обычно все n разрядов N чисел (рис. 4.17). Количество чисел, хранящихся в ЗУ, определяется количеством матриц.

Считывание информации в системе Z происходит при подаче по адресной обмотке, пронизывающей все n сердечников одного числа, импульса считывания $I_{Z\text{сч}}$, достаточного для перемагничивания всех сердечников выбранного числа в состояние «0».

Запись информации происходит при совпадении адресного тока записи $I_{Z\text{зап}}$ (обратной полярности по отношению к току считывания) с поступающим по обмотке, пронизывающей все N сердечников одного разряда, разрядным током I_p той или иной полярности в зависимости от информации, записываемой в данном разряде. При этом м. д. с. суммы адресного и разрядного токов $I_{Z\text{зап}} + I_p$ должна быть достаточна для перемагничивания сердечника в состояние «1», а м. д. с. разности токов $I_{Z\text{зап}} - I_p$, как и один

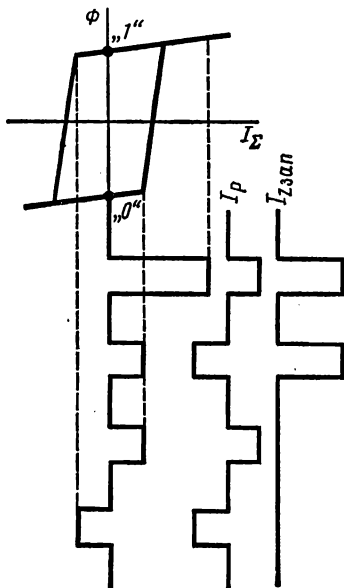


Рис. 4.18. Возможные комбинации токов, действующих при записи на сердечник матрицы ЗУ в системе Z

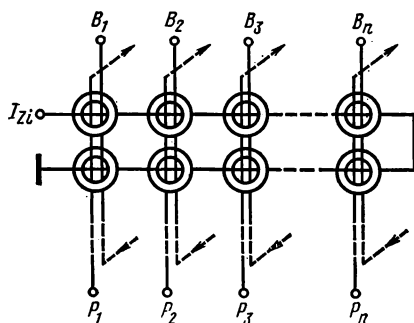


Рис. 4.19. Матрица ЗУ по системе Z с двумя сердечниками на бит

разрядный ток $\pm I_p$, не должна изменять магнитное состояние сердечника (рис. 4.18).

Часто применяют систему Z с двумя сердечниками на один бит * (рис. 4.19). Разрядная обмотка записи при этом пронизывает оба сердечника таким образом, что в одном из них с адресным током записи $I_{Z\text{зап}}$ совпадает разрядный ток записи «1», а в другом — «0». Такая схема позволяет получать на выходной обмотке, проходящей, так же как и разрядная обмотка записи, разнополярные сигналы «1» и «0»; причем и при считывании, и при записи перемагничивается всегда один из двух сердечников, что обеспечивает независимость нагрузки на формирователи управляющих токов от информации, хранимой в ЗУ.

Связь между временем переключения τ , коэффициентом переключения S_w и коэрцитивной силой H_c можно представить следующим урав-

* Бит — единица информации в двоичном коде.

нением

$$\tau \approx \frac{S_w}{(K-1)H_c}, \quad (4.11)$$

где коэффициент K в первом приближении зависит только от выбранной системы организации ЗУ ($X - Y$ или Z). Из формулы (4.11) видно, что для увеличения быстродействия необходимы ферриты с большой коэрцитивной силой. Это приводит к увеличению токов управления и потребляемой ЗУ мощности, что и является основной причиной уменьшения размеров сердечников быстродействующих ЗУ.

Можно заметить, что в системе $X - Y$ коэффициент K не может быть больше 2 ($H_x = H_y < H_c$; $H = H_x + H_y < 2H_c$), а в системе Z при записи информации $K < 3$ ($H_{\text{зап}} < 2H_c$; $H_p < H_c$ и $H = H_{\text{зап}} + H_p < 3H_c$). Следовательно, с точки зрения быстродействия система Z более предпочтительна, чем система $X - Y$.

Время переключения быстродействующих ферритовых сердечников в системе $X - Y$ равно $0,2 \div 0,5$ мксек. Однако это не всегда дает гарантии использования их в ЗУ с циклом обращения (равным в первом приближении суммарному времени считывания и записи), например, 1 мксек, так как на частотах свыше нескольких сотен килогерц наблюдается существенный саморазогрев сердечников, что приводит к изменению их электромагнитных параметров и нарушению работы ЗУ. С учетом этого также необходимо уменьшать размеры ферритовых сердечников, чтобы улучшить условия теплоотдачи и уменьшить перегрев.

Все большее применение находит система организации ЗУ — $2,5 D$, являющаяся промежуточной между системами $X - Y$ ($3D$) и Z ($2D$) и сочетающая в некоторой степени быстродействие системы Z и экономичность системы $X - Y$.

В принципе кольцевые сердечники позволяют осуществлять и операцию считывания информации без разрушения. При этом может быть использована разница обратимых проницаемостей в состоянии остаточной намагниченности при различном направлении приложенного поля. Для того чтобы информация не разрушалась, необходимо ограничивать либо амплитуду импульса приложенного поля, либо его длительность до таких величин, которые недостаточны для начала необратимых процессов перемагничивания. Существуют и другие способы, например основанные на разнице обратимых проницаемостей в размагниченном и намагниченном до B_r состояниях, но ни один из них не нашел широкого применения на практике.

При построении элементов многоуровневых (накопительных) ЗУ и пересчетных схем одной из главных задач является создание генератора импульсов напряжения, обеспечивающего при работе на магнитный сердечник ступенчатое перемагничивание последнего на одну и ту же величину магнитного потока

$$\Delta \Phi_1 = \frac{1}{w} \int_0^{\tau} u dt, \quad (4.12)$$

где ω — число витков намагничивающей обмотки;

u — напряжение на обмотке сердечника;

τ — длительность импульсов, выдаваемых генератором.

Максимальное число накопленных уровней определяется отношением $2\Phi_r/\Delta\Phi_1$. Уровень, до которого перемагнитился сердечник после подачи определенного количества импульсов, может быть определен по амплитуде (или вольтсекундной площади) импульса э. д. с., возникающего при перемагничивании сердечника в одно из состояний остаточной намагниченности специальным импульсом считывания.

В элементах пересчетных схем в момент действия последнего входного импульса, заканчивающего перемагничивание сердечника, на выходной обмотке индуцируется э. д. с., существенно отличающаяся от э. д. с., индуцируемой предыдущими импульсами, что и является сигналом заполнения ячейки счетчика.

При использовании сердечников с ППГ в схемах логической обработки информации необходимо иметь в виду, что большая часть из них основана на принципе передачи (сдвига) информации (двоичных знаков «1» или «0»). Построение таких схем можно характеризовать на примере простейшей сдвигающей цепи.

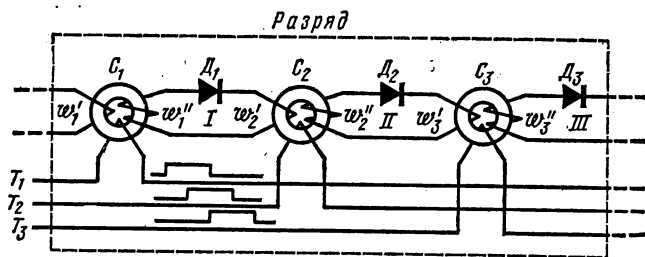


Рис. 4.20. Феррит-диодная сдвигающая цепочка

Основные логические операции: ИЛИ (сигнал на выходе при наличии на входе хотя бы одного из n входных сигналов), И (сигнал на выходе при наличии на входе всех n входных сигналов) и НЕ («запрет») — выполняют на кольцевом сердечнике; в первом случае с помощью нескольких независимых входных обмоток, каждая из которых может осуществить установку сердечника в состояние «1», во втором и третьем случаях (при $n \leq 3$), например, путем, подобным выборочной записи в ЗУ по системе $X - Y$.

Как указывалось, для обеспечения ограниченной однонаправленной передачи информации только в соседнюю ячейку в логических схемах на кольцевых сердечниках используют полупроводниковые диоды и триоды [4.2].

На рис. 4.20 показан один из возможных вариантов феррит-диодной сдвигающей цепочки. На каждую единицу информации (1 разряд) здесь приходится 3 кольцевых сердечника и 3 полупроводниковых диода. Такая схема требует трехтактного импульсного питания, причем каждый импульс следующего такта должен начинаться до оконча-

ния предыдущего либо каждый из тактовых токов должен состоять из пары импульсов, второй из которых должен совпадать во времени с первым импульсом следующего такта. Если сердечник C_2 , например, находится в состоянии «1», то при подаче тактового тока T_2^* , устанавливающего его в состояние «0», на обмотках w'_2 и w''_2 будут индуцироваться э. д. с. Причем диоды D_1 и D_2 окажутся включенными для этих э. д. с. в прямом направлении. Для того чтобы ток в контуре I не мог изменить состояние сердечника C_1 , в него в этот момент подается тактовый ток T_1 , удерживающий его в исходном состоянии. Ток в контуре II изменит магнитное состояние сердечника C_3 и, таким образом, передаст информацию («1») с сердечника C_2 на сердечник C_3 . В момент переключения сердечника C_3 на его выходной обмотке w''_3

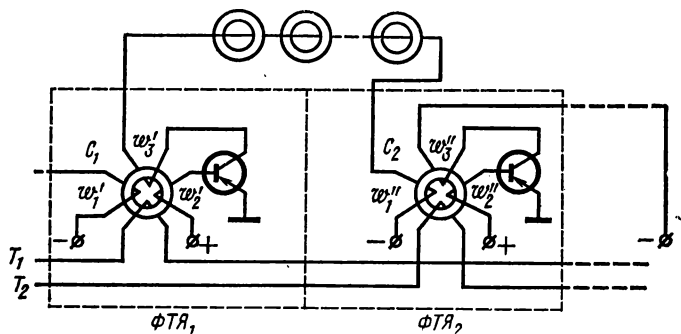


Рис. 4.21. Феррит-транзисторная сдвигающая цепочка

также возникает э. д. с., но ее направление таково, что диод D_3 оказывается включенным в обратном направлении и дальнейшей передачи информации, считанной с сердечника C_3 , не происходит. В следующий такт T_3 таким же образом произойдет передача информации с сердечника C_3 в сердечник C_1 следующего разряда.

Для того чтобы обеспечить возможность работы каждой логической ячейки на несколько подобных ячеек, удобно использовать феррит-транзисторные схемы, в которых транзистор выполняет одновременно функции усилителя и вентильного элемента, обеспечивающего развязку каждой ячейки от соседних. Схема феррит-транзисторной ячейки (ФТЯ) и способ соединения ячеек друг с другом показаны на рис. 4.21. Здесь $ФТЯ_1$ и $ФТЯ_2$ выполняют функции одного разряда сдвигающей цепочки.

Основные достоинства схем на ФТЯ заключаются в том, что сигнал, возникающий при перемагничивании тактовым током сердечника ФТЯ, служит лишь для запуска усилителя с положительной обратной связью (через обмотку w_3), который формирует сигнал, подаваемый на следующую ячейку (на обмотку w_1). Это не требует мощных

* Буквой T с соответствующим индексом обозначены импульс тактового тока и момент времени, в который он действует.

тактовых импульсов и позволяет основную энергию получать от источников постоянного (коллекторного) напряжения, а также включать в выходную цепь ФТЯ несколько входных обмоток других ячеек (обычно до $5 \div 8$) и, таким образом, существенно упрощает построение сложных логически разветвленных схем. В большинстве случаев для феррит-транзисторных схем используют двухтактное импульсное питание. При этом на один разряд сдвигающей цепочки приходится по два сердечника и транзистора. В первый такт происходит считывание с ФТЯ₁ и запись в ФТЯ₂ и данный разряд оказывается готовым к приему новой информации (в ФТЯ₁) и выдаче информации в следующий разряд (из ФТЯ₂ тактовым током T_2).

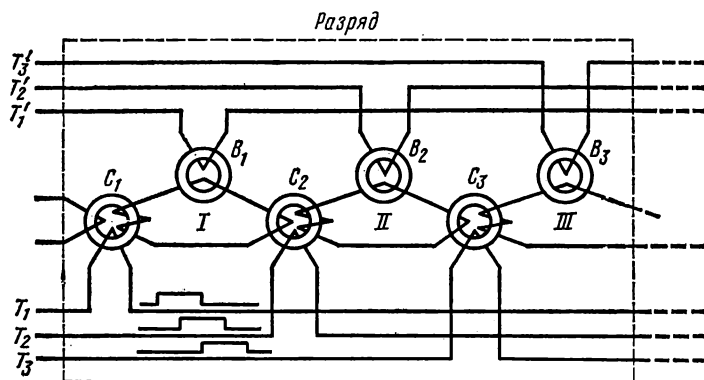


Рис. 4.22. Чисто магнитная сдвигающая цепочка

Магнитные сердечники обладают значительно большей надежностью, чем полупроводниковые диоды и триоды, поэтому выгодно строить чисто магнитные логические схемы, состоящие только из магнитных сердечников, обмоток связи и в некоторых случаях сопротивлений.

На рис. 4.22 показана часть сдвигающей цепочки, эквивалентной феррит-диодной схеме (см. рис. 4.20), 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 T_2 с сердечника C_2 в контуре I возникает ток, для которого вентиль B_1 представляет малое сопротивление, а для предотвращения воздействия этого тока на сердечник C_1 , как и в феррит-диодной схеме, необходимо наличие

в этот момент тактового тока T_1 . Вентиль B_2 для тока, возникающего в контуре II , также представляет собой малое сопротивление и сердечник C_3 перемагничивается этим током в состояние «1». При этом для тока, возникающего в контуре III , вентиль B_3 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 $T_{1,2,3}$ должны подаваться соответствующие вспомогательные тактовые токи $T_{1',2',3'}$, возвращающие сердечники вентиля в исходное состояние. Так как при этом может нарушаться магнитное состояние основных сердечников, то перемагничивание сердечников вентиля должно происходить медленно, чтобы возникающие при этом в цепях связи токи создавали напряженность магнитного поля, меньшую поля трогания основных сердечников.

Многоотверстные ферритовые пластины (МФП) можно рассматривать как группу кольцевых ферритовых сердечников, наружный диаметр которых либо ограничивается соседним отверстием, либо определяется в первом приближении амплитудой импульса тока, проходящего через отверстие.

Обычно МФП используют в ЗУ по системе Z с двумя сердечниками на один разряд [4.5] в связи с тем, что в МФП невозможно подбирать электромагнитные параметры магнитопровода вокруг каждого отверстия и приходится выбирать организацию ЗУ, менее критичную к колебаниям электромагнитных параметров отдельных ячеек.

Конструктивно в ЗУ используют два варианта МФП: в виде разрядных плат и числовых линеек с нанесенной на них печатной обмоткой. В первом случае печатная обмотка, пронизывающая все отверстия в пластине, является разрядной обмоткой записи и выходной обмоткой одновременно, а объемные проводники, прошивающие отверстия пакета таких пластин, — адресными проводниками. Во втором случае печатная обмотка на пластине является адресной, а объемные проводники — разрядными обмотками (рис. 4.23). Технически в ЗУ значительно легче использовать МФП с диаметром отверстий порядка 0,2 мм, чем эквивалентные им кольцевые сердечники.

СМАГи с перераспределением магнитного потока в разветвленной цепи (трансфлюксоры) представляют собой сердечники, на отдельных участках которых в зависимости от магнитного состояния остальной части магнитной цепи могут возникать замкнутые магнитные потоки, способные переключаться (изменять свое направление) под действием управляющих токов.

На рис. 4.24 приведен классический двухотверстный трансфлюксор. Соотношение его геометрических размеров характеризуется равенством сечения неразветвленной части магнитопровода (перемычка a) сумме сечений разветвленного участка (перемычки b и $в$). При этом если распределение магнитного потока в сердечнике соответствует показанному на рис. 4.24, $б$, то под воздействием двухполярных импульсов тока, проходящих через малое отверстие, магнитный поток вокруг

него переключаться не может (трансфлюксор заблокирован), так как в любом из направлений одна из перемычек уже насыщена. При распределении потока, показанном на рис. 4.24, в, вокруг малого отверстия возможно образование замкнутого магнитного потока, который, переключаясь двухполярными импульсами управления (рис. 4.24, г), наводит на выходной обмотке, проходящей через малое отверстие, сигнал, свидетельствующий о том, что трансфлюксор раз-

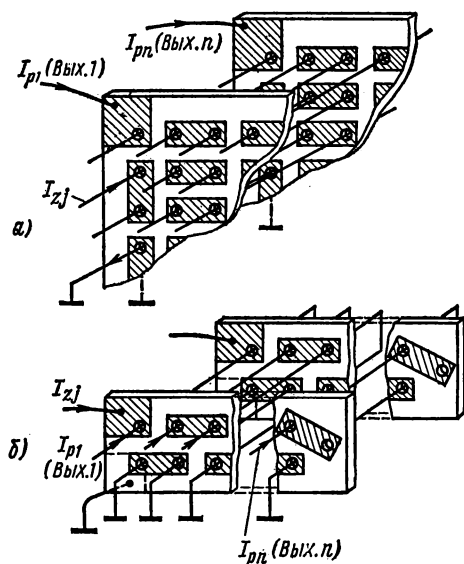


Рис. 4.23. Разрядная (а) и числовая (б) МФП

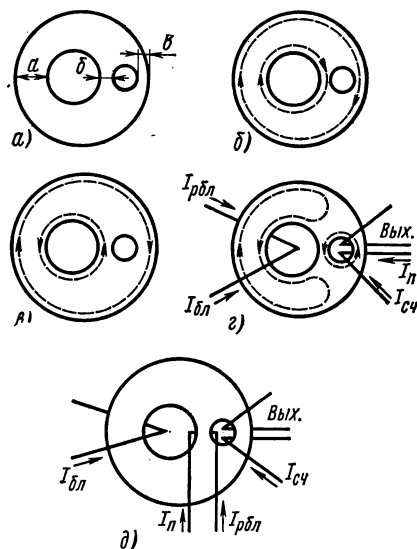


Рис. 4.24. Двухотверстный трансфлюксор

блокирован. Обычно разблокированное состояние трансфлюксора обозначают «1», заблокированное — «0». Таким образом, можно осуществлять считывание информации без ее разрушения. Запись информации (установку трансфлюксора в заблокированное или разблокированное состояние) можно производить импульсами блокировки — разблокировки ($I_{бл}$; $I_{рбл}$), имеющими противоположную полярность и проходящими через большое отверстие трансфлюксора. Причем импульс разблокировки должен иметь определенную амплитуду, необходимую для получения состояния, указанного на рис. 4.24, в. Можно применять раздельные обмотки блокировки и разблокировки, первая из которых проходит через большое отверстие, а вторая охватывает перемычку б (рис. 4.24, д). Если при этом импульсы тока управления I_n и $I_{сч}$ (подготовки и считывания) подавать по разным обмоткам в соответствии с рис. 4.24, д, то окажется, что ни один из токов не будет иметь ограничения по максимуму. Это существенно увеличивает надежность работы схемы и, как указывалось ранее, интервал рабочих температур.

Магнитопровод вокруг большого отверстия трансфлюксора может быть использован, как и кольцевой сердечник, для накопления определенных порций магнитного потока. В этом случае выходной сигнал, возникающий при переключении магнитного потока вокруг малого отверстия, будет увеличиваться пропорционально накопленному магнитному потоку до тех пор, пока трансфлюксор полностью не заблокируется. Основное преимущество элементов накопительных или пересчетных схем на трансфлюксоре заключается в возможности индикации достигнутого магнитного состояния, не разрушая его.

Основным достоинством трансфлюксоров как сердечников для схем логической обработки информации является развязка входных и

выходных цепей, благодаря чему при отсутствии в цепях связи вентильных элементов запись информации не сопровождается индуктированием сигналов в выходной цепи, а считывание не изменяет магнитного состояния входной цепи и обеспечивает передачу информации только в следующую ячейку [4.8].

Трансфлюксоры для логических схем имеют не менее двух малых отверстий, расположенных симметрично относительно оси большого отверстия. При этом одно из малых отверстий используется как вход-

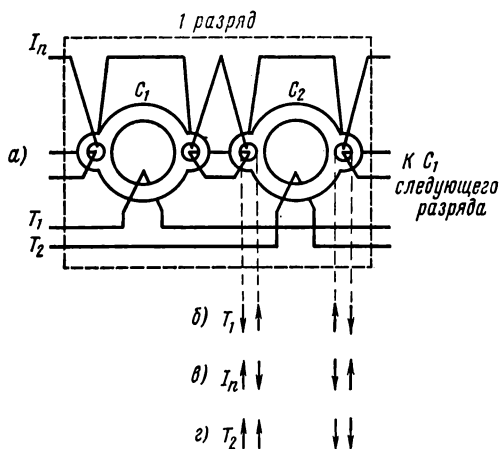


Рис. 4.25. Сдвигающая цепочка на трансфлюксорах

ное, а другое — как выходное. Током считывания может являться ток блокировки трансфлюксора.

На рис. 4.25, а показан один из возможных вариантов участка двухтактной сдвигающей цепочки на трансфлюксорах. Предположим, что на вход сердечника C_2 в предыдущий такт (T_1) пришел сигнал, установивший магнитное состояние, соответствующее рис. 4.25, б, при этом сердечник C_1 находится в заблокированном состоянии и готов принять информацию с предыдущего сердечника. Импульс подготовки I_n переключит магнитный поток вокруг обоих малых отверстий сердечника C_2 (рис. 4.25, в); причем э. д. с., возникающая при этом в цепи связи с последующим сердечником, направлена таким образом, что не может изменить его заблокированного состояния. В цепи связи с предыдущим сердечником возникает э. д. с., способная в принципе разблокировать его, но соответствующий выбор числа витков в обмотках связи и медленное перемагничивание при подготовке препятствуют этому.

Следующий затем импульс считывания (T_2) установит магнитное состояние сердечника C_2 , как показано на рис. 4.25, з. При этом направление магнитного потока в перемычке трансфлюксора C_2 , связанной с предыдущим сердечником, не меняется, а в перемычке, связанной с последующим сердечником, происходит переключение магнитного потока, вызывающее ток в цепи связи и разблокировку сердечника C_1 следующего разряда. Затем снова следует импульс подготовки и считывания (T_1), осуществляющий передачу информации с нечетных сердечников в четные.

Существует еще одна разновидность сердечника с перераспределением магнитного потока, представляющего собой двухотверстный сердечник (рис. 4.26), у которого в отличие от классического трансфлюксора ширина всех перемычек по линии, соединяющей центры отверстий, одинакова*. Такой сердечник предназначен для применения в ЗУ, построенном по системе Z с разрушением информации при считывании. Простота конструкции, неограниченные по максимуму токи управления и возможность изготовления таких элементов в виде числовых линеек с печатными адресными обмотками записи и считывания, обладающих теми же конструктивными и технологическими преимуществами, что и МФП, делает этот сердечник пригодным для построения малогабаритных, высоконадежных ЗУ.

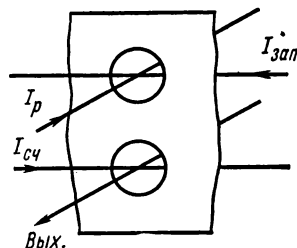


Рис. 4.26. Двухотверстный сердечник, работающий по принципу перераспределения магнитного потока

Сложно разветвленные интегральные магнитные сердечники позволяют применять и балансный принцип управления перераспределением магнитного потока. С помощью таких сердечников можно заменить электрические связи между отдельными элементами чисто магнитной связью, что свидетельствует о широких логических возможностях балансных магнитных логических схем [4.4].

СМАГи с перемагничиванием по обратимым частным циклам предназначены для использования в быстродействующих ЗУ со считыванием без разрушения информации. Быстродействие таких сердечников обеспечивается за счет высокой скорости обратимого изменения магнитного потока и малых потерь на частных циклах.

Частота обращения к этим сердечникам в режиме считывания (опроса) может составлять несколько мегагерц. Перезапись информации может осуществляться как обычными методами совпадения токов (при этом время перезаписи имеет такой же порядок, что и у обычных кольцевых ферритовых сердечников), так и специальными методами (упрощающими схему прошивки и конструкцию числового куба, но обладающими сравнительно большой длительностью).

* Маркелов В. А. Ферритовые элементы ОЗУ для широкого диапазона рабочих температур. В сб. «Вторая Всесоюз. научно-техн. конф. по операт. и пост. запом. устр.», 1965.

Принцип работы сердечников основан на эффекте воздействия на остаточный магнитный поток неколлинеарного ему (в простейшем случае — ортогонального) магнитного поля. Как известно, зависимость величины продольной составляющей магнитной индукции $B_{пр}$

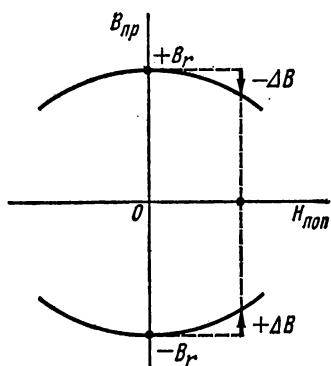


Рис. 4.27. К реализации неразрушающего считывания в СМАГах

от поперечного магнитного поля $H_{поп}$ имеет четный характер (рис. 4.27). Поэтому в зависимости от исходного состояния магнитопровода, хранящего информацию ($+B_r$ или $-B_r$), при одном и том же направлении поперечного магнитного поля происходит изменение индукции с разным знаком: $+\Delta B$ при исходном состоянии $-B_r$ и $-\Delta B$ при $+B_r$. Значительная степень обратимости этих изменений и невозможность изменения направления продольного магнитного потока под действием ортогонального поля позволяют использовать это явление для осуществления считывания без разрушения информации.

Данную операцию производят с помощью сердечника, называемого биаксом (рис. 4.28, а), который обладает следующими конструктивными особенностями, присущими и другим сердечникам этого типа. Во-первых, магнитопроводы записи (вокруг верхнего отверстия) и опроса (вокруг нижнего отверстия) имеют общий участок (перемычка

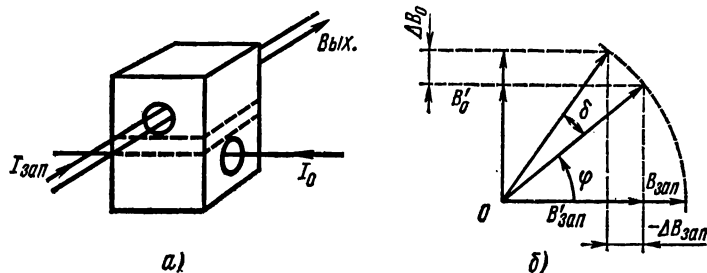


Рис. 4.28. Схема включения (а) и принцип работы биакса (б)

между отверстиями), в котором преимущественно и происходит взаимодействие обоих потоков. Во-вторых, площадь поперечного сечения общего участка магнитной цепи приблизительно равна площади поперечного сечения каждого из магнитопроводов, охватывающих отверстие, так что магнитные потоки вокруг каждого из отверстий в перемычке не могут замыкаться независимо друг от друга. В-третьих, направление тока опроса I_o (и магнитного поля, создаваемого им) безразлично по отношению к направлению магнитного потока в магнитопроводе записи, т. е. ни тому, ни другому направлению I_o нельзя отдать предпочтение.

На рис. 4.28, б изображена векторная диаграмма магнитного состояния перемычки между двумя отверстиями биакса (не являющаяся строгой с физической точки зрения, но обладающая большой наглядностью). Пусть магнитопровод записи намагничен до насыщения в направлении по часовой стрелке, что соответствует величине магнитной индукции в перемычке $B_{\text{зап}}$. Импульс тока опроса I_o будет пытаться намагнитить магнитопровод вокруг отверстия опроса. Для замыкания магнитного потока вокруг отверстия опроса необходимо, чтобы некоторая часть потока в магнитопроводе записи была разрушена. Это изображается поворотом результирующего вектора магнитной индукции в перемычке между отверстиями на угол φ без изменения его величины, так как перемычка уже была намагничена до «насыщения» током записи. В магнитопроводе записи установится магнитная индукция $B'_{\text{зап}}$, в магнитопроводе опроса — B'_o . Последующие импульсы тока опроса I_o будут производить лишь обратимое изменение индукции в магнитопроводах записи и опроса (поворот результирующего вектора остаточной индукции на угол δ). При этом изменение остаточной индукции в магнитопроводе записи $-\Delta B_{\text{зап}}$ будет индуцировать в обмотке, сцепленной с ним, двухполярный выходной сигнал, совпадающий во времени с передним и задним фронтами импульса тока опроса I_o . Так как выходной сигнал образуется за счет обратимых изменений потока, в первом приближении совпадающих во времени с изменением тока в цепи опроса, то амплитуда выходного сигнала при фронте тока опроса, близком к линейному, обратно пропорциональна длительности фронта импульса тока опроса $\tau_{\text{фо}}$:

$$U_{\text{вых}} \equiv \frac{dB_{\text{зап}}}{dt} \approx \frac{dI_o}{dt} \approx \frac{I_o}{\tau_{\text{фо}}} . \quad (4.13)$$

Практически при длительностях переднего фронта импульса тока опроса порядка 0,1 мксек амплитуды сигналов с реальных сердечников составляют единицы — десятки милливольт.

Ввиду того что зависимость амплитуды выходного сигнала от величины тока опроса является беспороговой, схема выборки информации при опросе должна быть только по системе Z.

Тот же принцип работы лежит в основе и других сердечников, позволяющих считывать информацию без разрушения, например сердечника с диаметральной дыркой (рис. 4.29, а) или плоских многоотверстных сердечников (рис. 4.29, б, в). Конструкция каждого из них имеет те же три особенности, которые были указаны для биакса, т. е. принцип работы каждого из них основан на том, что магнитный поток, замыкающийся вокруг проводника с опросным током, вытесняет поток, замыкающийся вокруг отверстия записи и хранящий информацию. Причем частично такое вытеснение связано с необратимым уменьшением информационного потока (при первом опросе), а частично с обратимым, благодаря чему и осуществляется считывание информации без ее разрушения.

Конструкция плоских многоотверстных сердечников (см. рис. 4.29, б и в) имеет существенное преимущество (кроме технологичности

формования), позволяющее размещать их на пластине (рис. 4.29, з, д) в виде линейки. При этом, кроме возможности нанесения печатного адресного проводника, благодаря независимости работы сердечника от направления тока опроса оказывается возможным объединять магнитопроводы опроса соседних сердечников, уменьшая тем самым нагрузку на формирователи адресных токов.

Наряду с обычными методами выборочной записи информации по совпадению полутоков для магнитных элементов со считыванием без разрушения информации применяют так называемый метод орто-

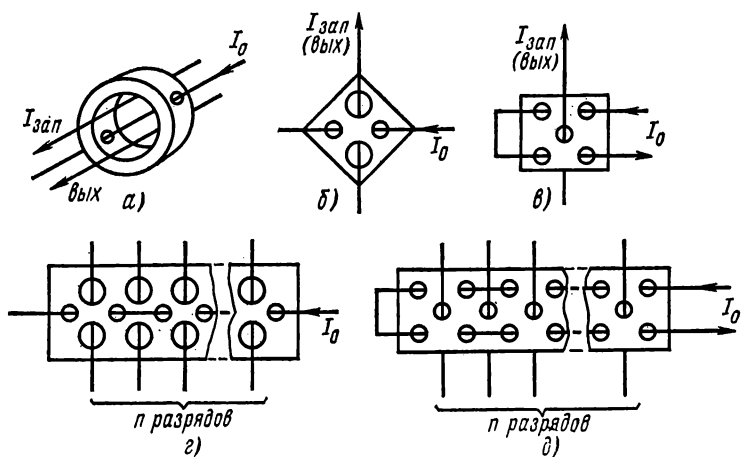


Рис. 4.29. Сердечники, реализующие считывание без разрушения информации

гональной выборочной записи *. Физические процессы, протекающие при этом, слишком сложны для наглядного представления. В их основе лежит известное из теории ферромагнетизма перемангничивание по «идеальной» кривой (см. § 1.4), с той лишь разницей, что переменное поле возбуждения (создаваемое пачкой разнополярных импульсов, следующих по обмотке опроса) оказывается неколлинеарным с потоком, хранящим информацию, и, следовательно, может быть незатухающим.

Ортогональный метод записи значительно менее критичен к амплитудам управляющих токов, что позволяет осуществлять перезапись информации в широком интервале температур и, кроме того, избавиться от адресной обмотки, проходящей через отверстия записи и необходимой в случае осуществления записи по совпадению полутоков.

* Живулин С. А. Числовая линейка для ЗУ с неразрушающим считыванием и электрической перезаписью информации. В сб. «Вторая Всесоюз. научно-техн. конф. по операт. и пост. запом. устр.», 1965.

К этой же группе СМАГов относится сердечник ММС (модулятор магнитного сопротивления) *, изготовливаемый из феррита с прямоугольной петлей гистерезиса. Принцип его работы в режиме опроса практически не отличается от принципа работы сердечников, изготовливаемых из феррита с ППГ. Ввиду большой величины обратной проницаемости, свойственной ферритам с прямоугольной петлей гистерезиса, ММС позволяет получать выходные сигналы порядка сотен милливольт.

Витые ленточные сердечники из пермаллоя с ППГ могут быть использованы везде, где применяют кольцевые ферритовые сердечники. Однако на практике их используют в основном в пересчетных схемах, феррит-диодных и феррит-транзисторных ячейках.

Цилиндрические пленки из металлических ферромагнетиков с ППГ можно использовать в ЗУ, в которых выполняется считывание как с разрушением, так и без разрушения информации.

На рис. 4.30, а показан запоминающий элемент на цилиндрической пленке, нанесенной на проводник, служащий 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, один 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. 4.30, а, б).

Плоские ферромагнитные пленки являются разомкнутой магнитной цепью, замыкание магнитного потока в которой осуществляется за счет потоков рассеяния. В ЗУ используются одноосные ферромагнитные пленки, имеющие одно направление легкого намагни-

* Ашман А. Е. Магнитные элементы с модуляцией магнитного сопротивления (ММС) и их характеристики. В сб. «Вторая Всесоюз. научно-техн. конф. по операт. и пост. запом. устр.», 1965.

чивания. Работа плоских ферромагнитных пленок в ЗУ основана на тех же принципах, что и работа цилиндрических пленок, с той лишь разницей, что адресные и разрядные проводники 1, охватывающие плоскую пленку 2, представляют собой систему ортогональных шин, в перекрестиях которых и располагаются пленки (рис. 4.31). Считывание и запись информации осуществляются так же, как и в цилиндрических пленках.

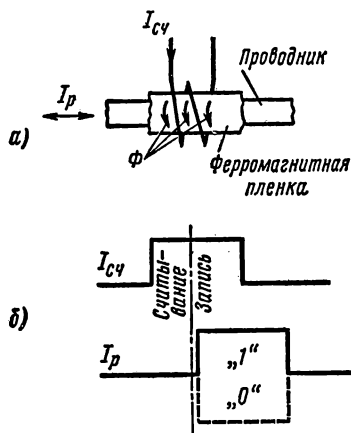


Рис. 4.30. Элемент ЗУ на цилиндрической пермаллоевой пленке

Так как плоские пленки не могут быть изготовлены большой толщины (из-за увеличения влияния размагничивающего фактора), выходные сиг-

налы с них очень малы, несмотря на малое время переключения, и составляют доли милливольты при токах управления в сотни миллиампер.

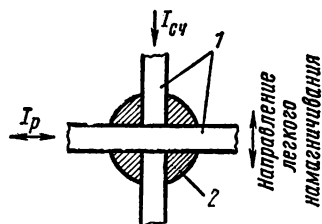


Рис. 4.31. Элемент ЗУ на плоской пермаллоевой пленке:

1 — плоские проводники; 2 — ферромагнитная пленка

Основным достоинством как плоских, так и цилиндрических ферромагнитных пленок является большое быстродействие (доходящее 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.

§ 4.3. СИСТЕМЫ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Создание магнитнотвердых 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 вес магнитной системы составляет 60—90% от общего веса прибора, а стоимость — 20—50% стоимости прибора. Разработка сложной магнитной системы занимает 30—40% общего объема разработки устройства [2.18].

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 коэффициентом 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:

$$\sigma B_D H_D S_m l_m = B_p H_p S_p l_p,$$

* Максимально возможная энергия соответствует идеализированному случаю работы всего объема магнита в точке $(BH)_{\max}$.

где l_m и l_p — длины, а 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

$$\sigma = \frac{\Phi_p}{\Phi_m}, \quad (4.15)$$

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 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 интегрирования [4.11]. 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 интегрирования 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 *.

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 которым

$$\Phi = \frac{F}{R_m} = FG, \quad (4.16)$$

где Φ — полный поток магнита;

F — магнитодвижущая 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

* 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. Приборостроение. «Известия вузов», 1968, № 3.

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 [4.12], при намагничивании без арматуры с последующей сборкой.

Метод отношений обычно используют для предварительных расчетов, которые далее могут быть уточнены, например, путем применения метода последовательного интегрирования.

Наиболее трудоемкой частью расчета методом отношений является определение проводимостей. Эту задачу в ряде случаев можно упростить, используя в расчете систем понятие коэффициента размагничивания [4.12].

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 магнитостатических полей), которые могут быть реализованы путем моделирования и средствами вычислительной техники.

§ 4.4. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

Классификация ферритовых устройств СВЧ вследствие большого многообразия представляет значительные трудности; в простейшем виде она приведена в § 2.19.

С точки зрения взаимной ориентации внешнего намагничивающего поля и направления распространения электромагнитной энергии ферритовые устройства делятся на устройства с продольным и с поперечными полями.

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, имеющих противоположное направление вращения. Таким образом, феррит намагничивается постоянным полем перпендикулярно плоскости круговой поляризации переменного поля. Поэтому обе волны будут распространяться с различными скоростями, вследствие чего результирующая линейная волна на выходе из феррита будет поляризована под некоторым углом к первоначальному направлению. Величина угла поворота $\Delta\theta_n$ зависит от длины феррита и эффективных

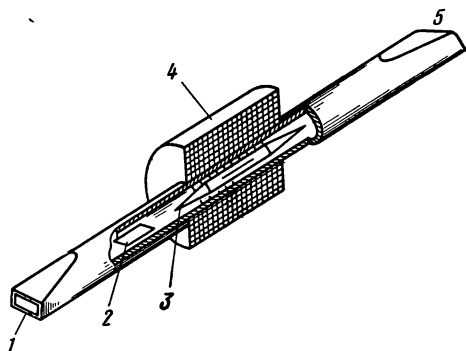


Рис. 4.32. Схема вентиля, основанного на использовании эффекта Фарадея:

1 — вход волновода; 2 — поглощательная пластина;
3 — феррит; 4 — электромагнит; 5 — выход волновода

диэлектрической и магнитной проницаемостей 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. Это явление, называемое эффектом Фарадея, может быть положено в основу действия многих устройств.

На рис. 4.32 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 поляризации волны и волновода не соответствуют друг другу, и энергия не может распространяться в волноводе. Электромагнитная волна будет поглощаться поглощательной пластиной 2, и вход 1 окажется изолированным для этого направления распространения энергии. Катушка электромагнита 4 служит для создания постоянного поля, подмагничивающего феррит.

На основе эффекта Фарадея могут быть созданы также циркуляторы и некоторые другие устройства.

Работа циркулятора иллюстрируется рис. 4.33. Сигнал, поступающий в плечо 1, проходит в плечо 2; сигнал, поступающий в плечо 2, попадает только в плечо 3; соответственно из плеча 3 только в плечо 4, а из 4 только в 1. Такое перераспределение энергии можно получать, используя волноводные элементы и ферритовый вкладыш, обеспечивающий поворот плоскости поляризации на 180° .

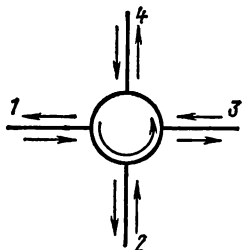


Рис. 4.33. Схематическое изображение работы циркулятора

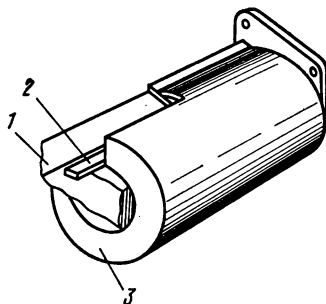


Рис. 4.34. Схематическое устройство вентиля, основанного на использовании эффекта резонансного поглощения:

1 — волновод; 2 — ферритовая пластина; 3 — постоянный магнит

Если в фарадеевском вращателе поляризации изменить направление 45° -градусного поворота поляризации на противоположное, то сигнал будет проходить не из плеча 1 в плечо 2, а из плеча 1 в плечо 4. Такое изменение направления поворота плоскости поляризации достигается изменением направления подмагничивающего поля в феррите. Если подмагничивающее поле создается обмоткой, питаемой от источника с изменяющейся полярностью, то циркулятор становится электрически управляемым переключателем СВЧ. При определенных способах включения устройства такого типа могут работать как амплитудные или как частотные модуляторы, обеспечивающие модуляцию несущей частоты по закону, задаваемому управляющим полем обмоток электромагнита.

Рассмотренные устройства СВЧ относятся к типу ферритовых устройств с продольным полем.

Не менее широко применяют 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. 4.34). Магнитное поле с целью получения ферромагнитного резонанса регулируется. В этом случае для одного (обратного) направления поля СВЧ, совпадающего с вращением спинов, будет иметь место большое

поглощение, для противоположного (прямого) — малое. Такие вентили обладают большим выигрышем, или добротностью, определяемой, как отношение потерь энергии в обоих направлениях $B = \frac{\beta_{\text{обр}}}{\beta_{\text{пр}}}$, которое достигает величины порядка сотен.

Невзаимный или необратимый 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. Фазовращатель тоже характеризуется таким параметром, как добротность, равным отношению фазового сдвига к вносимым потерям: $\theta = \frac{\Delta\varphi}{\beta} \text{ град/дБ}$.

Хорошие фазовращатели имеют добротность $\theta = 500\text{—}800 \text{ град/дБ}$. Величина вносимого дифференциального сдвига зависит от параметров феррита, внешнего магнитного поля и параметров волноводной 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).

Широкое применение находят взаимные ферритовые фазовращатели, так как в ряде случаев, например для сканирования с помощью антенных решеток или для переключения сигналов СВЧ, требуются регулирующие фазовращатели с электрическим управлением. Для этой цели можно использовать взаимный ферритовый фазовращатель с ферритовым стержнем или пластиной, намагничиваемыми от нуля до насыщения продольным полем, создаваемым соленоидом или поперечным полем.

Работа такого фазовращателя основана на изменении намагниченности феррита при помощи подмагничивающего поля, поскольку необратимый фазовый сдвиг прямо пропорционален величине магнитного момента в материале.

Проблемы миниатюризации элементов СВЧ привели к созданию компактных Х- и Y-циркуляторов (четырех- и трехплечных соответственно): волноводных, коаксиальных и полосковых. Последний тип особенно перспективен при создании устройств дециметрового и метрового диапазонов волн.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Таблица перевода единиц измерений магнитных величин из абсолютной электромагнитной системы (СГСМ) в Международную систему (СИ)

Наименование величины	Уравнения связи, на основании которых определяются единицы		Наименование единиц		Сокращенные обозначения единиц		Размер единицы, выраженной через основные единицы системы		Множитель для перевода единиц из СГСМ в СИ
	в рационализованной форме	в нерационализованной форме	СИ	СГСМ	СИ	СГСМ	СИ	СГСМ	
Магнитный ток	$d\Phi = -edt$	$d\Phi = -edt$	вебер	максвелл	вб	мкс	$m^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \times a^{-1}$	$cm^3/2 \cdot g^{1/2} \times сек^{-1}$	10^{-8}
Магнитная индукция	$B = \frac{\Phi}{S}$	$B = \frac{\Phi}{S}$	тесла	гаусс	тл	гс	$кг \cdot сек^{-2} \cdot a^{-1}$	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \times сек^{-1}$	10^{-4}
Напряженность магнитного поля	$H = \frac{i}{2\pi R}$	$H = \frac{2i}{R}$	—	эрстед	а/м	э	$m^{-1} \cdot a$	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \times сек^{-1}$	$10^3/4\pi$
Магнитодвижущая сила	$F = \omega i$	$F = 4\pi \omega i$	ампер	гильберт	а	гб	a	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \times сек^{-1}$	$10/4\pi$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = \frac{B_0}{H_0}$	$\mu_0 = 1$	—	—	гн/м	—	$m \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot a^{-2}$	отвлеченное число	$4\pi \cdot 10^{-7}$

Наименование величины	Уравнения связи, на основании которых определяются единицы		Наименование единиц		Сокращенные обозначения единиц		Размер единицы, выраженной через основные единицы системы		Множитель для перевода единиц из СГСМ в СИ
	в рационализованной форме	в нерационализованной форме	СИ	СГСМ	СИ	СГСМ	СИ	СГСМ	
Магнитная проницаемость (относительная)	$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$	$\mu = \frac{B}{H}$	—	—	—	—	Отвлеченное число	1	
Магнитный момент элементарного тока	$M = iS$	$M = iS$	—	—	$a \cdot m^2$	—	$a \cdot m^2$	$cm^{5/2} \cdot z^{1/2} \times \times сек^{-1}$	10^{-3}
Намагниченность, интенсивность намагничивания	$I = \frac{M}{V}$	$I = \frac{M}{V}$	—	—	a/m	—	$a \cdot m^{-1}$	$cm^{-1/2} \cdot z^{1/2} \times \times сек^{-1}$	10^3
Внутренняя магнитная индукция	$B_i = \mu_0 I$	$B_i = 4\pi I$	тесла	гаусс	ml	gc	$kg \cdot сек^{-2} \cdot a^1$	$cm^{-1/2} \cdot z^{1/2} \times \times сек^{-1}$	10^{-4}
Магнитная восприимчивость (объемная)	$k_m = \frac{I}{H}$	$\chi = \frac{I}{H}$	—	—	—	—	Отвлеченное число	4π	

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 (марганец-цинковые), для сильных полей ННС—магнитномягкие, низкочастотные (никельцинковые), для сильных полей ВЧС—магнитномягкие, высокочастотные (никельцинковые), для сильных полей
Импульсная магнитная проницаемость	НМИ—магнитномягкие, низкочастотные (марганец-цинковые), 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 10^8))	БИ—магнитотвердые (бариевые) изотропные БА—магнитотвердые (бариевые) анизотропные Э—магнитотвердые (бариевые) эластичные К—магнитотвердые (кобальтовые)

Значение основного параметра марки	Назначение марки
Коэффициент магнитомеханической связи, %	СК — магнитострикционные (для крутильных колебаний) СП — магнитострикционные (для продольных колебаний)
Среднее значение ширины линии ферромагнитного резонанса $2\Delta H, \text{э}^*)$	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
П — железо карбонильное для аппаратуры проводной связи	

Магнитодиэлектрики на основе альсифера

ТЧ — тональная частота	Начальная магнитная проницаемость	П — для аппаратуры проводной связи Р — для радиоаппаратуры
ТЧК — тональная частота с компенсированным ТКμ		
ВЧ — высокая частота		
ВЧК — высокая частота с компенсированным ТКμ		

П Р И Л О Ж Е Н И Е 3

Основные нормативные документы на магнитные материалы

1. ГОСТ 802—58. Сталь электротехническая тонколистовая.
2. ГОСТ 3836—47. Сталь низкоуглеродистая электротехническая тонколистовая.
3. ГОСТ 4402—48. Магниты литые постоянные (для авиационных магнето).
4. ГОСТ 6862—54. Сталь сортовая для постоянных магнитов.
5. ГОСТ 8763—58. Кольца из альсифера.
6. ГОСТ 9575—60. Магниты литые постоянные.
7. ГОСТ 9925—61. Лента холоднокатаная рулонная из электротехнической стали.

8. ГОСТ 10160—62. Сплавы железоникелевые с высокой магнитной проницаемостью.
9. ГОСТ 10983—64. Сердечники карбонильные броневые радиотехнические.
10. ГОСТ 10994—64. Сплавы прецизионные. Марки.
11. ГОСТ 11082—64. Сердечники ферритовые для антенн радиовещательных приемников.
12. ГОСТ 12119—66. Сталь электротехническая. Методы определения магнитных и электрических свойств.
13. ГОСТ 12635—67. Материалы магнитномягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 10 кГц до 1 МГц.
14. ГОСТ 12636—67. Материалы магнитномягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 1 до 200 МГц.
15. ГОСТ 12637—67. Материалы магнитномягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 200 до 2000 МГц.
16. ГОСТ 13596—68. Магниты металлокерамические постоянные.
17. ГОСТ 13601—68. Материалы магнитнотвердые литые. Методы определения статических магнитных характеристик образцов.
18. ГОСТ 14208—69. Сердечники кольцевые из марганеццинковых ферритов для устройств широкого применения.
19. ОСТ 11. Ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса, 1969.
20. Методические указания № 268 по испытанию магнитномягких материалов на постоянном токе. Стандартгиз, 1966.
21. Прейскурант № 01—01. Оптовые цены на чугуны и ферросплавы. Прейскурантгиз, 1966.
22. Прейскурант № 01—03. Оптовые цены на качественную сталь. Прейскурантгиз, 1967.
23. Прейскурант № 25—01. Оптовые цены на отливки, поковки и горячие штамповки. Прейскурантгиз, 1967.

ЛИТЕРАТУРА

I. ТЕОРИЯ МАГНЕТИЗМА

Основная

- 1.1. Акулов Н. С. Ферромагнетизм. ГИТТЛ, 1939.
- 1.2. Боровик Е. С., Мильнер А. С. Лекции по магнетизму. Изд. Харьк. ун-та, 1966.
- 1.3. Вонсовский С. В. Магнетизм. Изд-во «Наука», 1971.
- 1.4. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. Гостехиздат, 1948.

Дополнительная

- 1.5. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах. Ч. I и II, Госэнергоиздат, 1934 и 1936.
- 1.6. Белов К. П. Магнитные превращения. Физматгиз, 1959.
- 1.7. Белов К. П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. ГИТТЛ, 1957.
- 1.8. Дорфман Я. Г. Магнитные свойства атомного ядра. Гостехиздат, 1948.
- 1.9. Дорфман Я. Г. Магнитные свойства и строение вещества. Гостехиздат, 1955.
- 1.10. Жданов Г. С. Физика твердого тела, Изд. МГУ, 1962.
- 1.11. Киренский Л. В. Магнетизм. Изд-во АН СССР, 1967.
- 1.12. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. Физматгиз, 1963.
- 1.13. Матвеев А. Н. Квантовая механика и строение атома. Изд-во «Высшая школа», 1965.
- 1.14. Маттис Д. Теория магнетизма. Изд-во «Мир», 1967.
- 1.15. Поливанов К. М. Ферромагнетики. Госэнергоиздат, 1957.
- 1.16. Селвуд П. Магнетохимия. ИИЛ, 1949.
- 1.17. Уэрт Ч. и Томсон Р. Физика твердого тела. Изд-во «Мир», 1966.
- 1.18. Шпольский Э. В. Атомная физика. Т. I и II. ГИТТЛ, 1950.
- 1.19. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Т. П. Изд. Ленингр. ун-та, 1963.
- 1.20. Anderson J. Magnetism and magnetic materials. London, 1968.

II. МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Основная

- 2.1. Бозорт Р. Ферромагнетизм. ИИЛ, 1956.
- 2.2. Займовский А. С., Чудновская Л. А. Магнитные материалы. Госэнергоиздат, 1957.
- 2.3. Преображенский А. А. Магнитные материалы. Изд-во «Высшая школа», 1965.

2.4. Рейнбот Г. Технология и применение магнитных материалов. Пер. с немец., под ред. Преображенского А. А. Госэнергоиздат, 1963.

2.5. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Н. П. Богородицкого и В. В. Пасынкова, ч. II. Госэнергоиздат, 1960.

Дополнительная

Магнитномягкие материалы

2.6. Дружинин В. В. Магнитные свойства электротехнической стали. Госэнергоиздат, 1962.

2.7. Жетвин Н. П. и др. Технически чистое железо. Metallurgizdat, 1962.

2.8. Жуков В. А. Технология производства радиоаппаратуры. Госэнергоиздат, 1959.

2.9. Прецизионные сплавы. Сб. трудов ЦНИИЧМ, вып. 64, Изд-во «Металлургия», 1968.

2.10. Фактор З. и др. Магнитномягкие материалы. Изд-во «Энергия», 1964.

Магнитотвердые материалы

2.11. Альтман Б. А. Металлокерамика в электропромышленности. ЦИНТИЭПИП, 1961.

2.12. Белевцев А. Т. Постоянные магниты в приборостроении (обзор). ОНТИПРИБОР, 1966.

2.13. Вольфарт Э. Магнитотвердые материалы. Госэнергоиздат, 1963.

2.14. Довгалецкий Я. М. Литые магниты из сплавов магнито. Изд-во «Машиностроение», 1964.

2.15. Довгалецкий Я. М. Сплавы для постоянных магнитов. Metallurgizdat, 1954.

2.16. Лившиц Б. Г., Львов В. С. Высококоэрцитивные сплавы на железоникельалюминиевой основе. Metallurgizdat, 1960.

2.17. Мазо Я. А. Магнитная лента. Изд-во «Энергия», 1968.

2.18. Мельников Ю. А. Постоянные магниты электровакуумных СВЧ приборов. Изд-во «Сов. радио», 1967.

2.19. Постоянные магниты (справочник). Пер. с англ., под ред. Казарновского Л. Ш. Госэнергоиздат, 1963.

2.20. Шекалов А. А. Новые материалы для постоянных магнитов. Изд-во ЛДНТП, 1960.

2.21. Parker R. and Studders R. Permanent magnets and their Application. New York, 1962.

Ферриты и магнитодиэлектрики

2.22. Горбунов Н. Д., Матвеев Г. А. (ред.) Ферриты и магнитодиэлектрики. Справочник. Изд-во «Сов. радио», 1968.

2.23. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. Физматгиз, 1960.

2.24. Пирогов А. И., Шамаев Ю. М. Характеристики ферритовых сердечников с прямоугольной петлей гистерезиса. Изд. МЭИ, 1962.

2.25. Рабкин Л. И. Высокочастотные ферромагнетики. Физматгиз, 1960.

2.26. Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш. Технология ферритов. Госэнергоиздат, 1962.

2.27. Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш. Ферриты. Изд-во «Мир», 1964.

2.28. Романов А. К. Ферритовые сердечники с прямоугольной петлей гистерезиса и их применение. Изд-во «Наука», Новосибирск, 1966.

2.29. Ситидзе Ю., Сато Х. Ферриты. Изд-во «Мир», 1964.

2.30. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. ИИЛ, 1963.

2.31. Такэи Такэси (ред.). Ферриты. Изд-во «Металлургия», 1964.

2.32. Шольц Н. Н., Пискарев К. А. Ферриты для радиочастот. Изд-во «Энергия», 1966.

III. ИСПЫТАНИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

- 3.1. К и ф е р И. И. Испытания ферромагнитных материалов. Госэнергониздат, 1962.
- 3.2. К и ф е р И. И. Характеристики ферромагнитных материалов. Изд-во «Энергия», 1969.
- 3.3. Ф е в р а л е в а Н. Е. Магнитотвердые материалы и постоянные магниты, определение характеристик. Изд-во «Наукова думка», 1969.
- 3.4. Электрические измерения. Под ред. Ф р е м к е А. В. Госэнергониздат, 1963.
- 3.5. Ч е р н ы ш о в Е. Т., Ч е р н ы ш о в а Н. Г., Ч е ч у р и н а Е. Н. Магнитные измерения на постоянном и переменном токе. Стандартиз, 1962.
- 3.6. Ч е ч е р н и к о в В. И. Магнитные измерения. Изд. МГУ, 1969.
- 3.7. Ч е ч у р и н а Е. Н. Приборы для измерения магнитных величин. Изд-во «Энергия», 1969.

IV. МАГНИТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Элементы автоматики и вычислительной техники

- 4.1. А р а н о в и ч Б. И., Ш а м р а й Б. В. Электромагнитные устройства автоматики. Изд-во «Энергия», 1965.
- 4.2. Б а л а ш о в Е. П. Проектирование магнитных элементов и устройств электронных вычислительных машин. Изд-во «Высшая школа», 1966.
- 4.3. Б а р д и ж В. В. Магнитные элементы цифровых вычислительных машин. Изд-во «Энергия», 1967.
- 4.4. Б о я р ч е н к о в М. А., Р а е в В. К., Р о з е н т а л ь Ю. Д. Магнитные элементы на разветвленных сердечниках. Изд-во «Энергия», 1969.
- 4.5. К р а й з м е р П. П. Быстродействующие ферромагнитные запоминающие устройства. Изд-во «Энергия», 1964.
- 4.6. М и л о в з о р о в В. П. Электромагнитная техника. Изд-во «Высшая школа», 1966.
- 4.7. Р о з е н б л а т М. А. Магнетоника. Изд-во «Наука», 1967.
- 4.8. Р о з е н б л а т М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. Изд-во «Наука», 1966.
- 4.9. Ш л я н д и н В. М. Основы автоматики. Госэнергониздат, 1958.
- 4.10. Ш л я н д и н В. М. Элементы автоматики и счетно-решающие устройства. Изд-во «Машиностроение», 1967.

Системы с постоянными магнитами

- 4.11. А р н о л ь д Р. Р. Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами. Изд-во «Энергия», 1969.
- 4.12. С л и в и н с к а я А. Г., Г о р д о н А. В. Постоянные магниты. Изд-во «Энергия», 1965.

Ферритовые устройства СВЧ

- 4.13. Л а к с Б., Б а т т о н К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. Изд-во «Мир», 1965.
- 4.14. Ф о к с А. Д., М и л л е р С. Е., В е й с М. Т. Свойства ферритов и их применение в диапазоне СВЧ. Изд-во «Сов. радио», 1956.

ОБОЗНАЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ ВЕЛИЧИН, ПРИНЯТЫЕ В КНИГЕ

Латинские буквы

- A — обменная энергия
 B — магнитная индукция
 B_i — внутренняя магнитная индукция
 B_r — остаточная магнитная индукция
 B_s — магнитная индукция при техническом насыщении
 C — электрическая емкость
 d — толщина
 e — электрический заряд
 F — сила (механическая), магнитодвижущая сила
 f — частота
 G — магнитная проводимость
 g — гиромагнитное отношение (в единицах $e/2m$)
 H — напряженность магнитного поля
 H_c — коэрцитивная сила по намагниченности
 H_c — коэрцитивная сила по магнитной индукции
 H_e — напряженность внешнего магнитного поля
 H_i — напряженность внутреннего магнитного поля
 H_0 — напряженность порогового динамического поля
 H_s — напряженность поля технического насыщения
 H_∞ — напряженность размагничивающего магнитного поля
 I — намагниченность (интенсивность намагничивания)
 I, i — электрический ток
 K — постоянная кристаллографической анизотропии
 K_{KB} — коэффициент квадратности петли гистерезиса
 k — постоянная Больцмана
 k_m — магнитная восприимчивость (в СИ)
 L — индуктивность
 M — магнитный момент
 m — масса
 $N_p(N)$ — коэффициент размагничивания по намагниченности в СИ (в системе СГСМ)
 N_B — коэффициент размагничивания по магнитной индукции в СИ
 P — момент количества движения; потери на перемагничивание
 P_v — потери на вихревые токи
 P_r — потери на гистерезис
 P_d — потери дополнительные
 R, r — радиус
 R_m — магнитное сопротивление
 r — электрическое сопротивление
 S — площадь
 S_w — коэффициент переключения
 T — период колебания, температура, °К
 $TK\mu$ — температурный коэффициент магнитной проницаемости (коэрцитивной силы, 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, гиромагнитное отношение

δ — угол магнитных потерь
 δ_e — угол диэлектрических потерь
 δ_a — коэффициент потерь на вихревые токи
 δ_r — коэффициент потерь на гистерезис
 δ_d — коэффициент дополнительных потерь
 ϵ_0 — постоянная диэлектрическая
 θ — температура (точка) Кюри
 λ — постоянная магнитострикции
 μ — относительная магнитная проницаемость, магнитный момент элементарной частицы
 μ_a — абсолютная магнитная проницаемость
 μ_B — магнетон Бора
 $\mu_{\text{диф}}$ — дифференциальная относительная магнитная проницаемость
 $\mu_{\text{имп}}$ — импульсная относительная магнитная проницаемость
 $\mu_{\text{нач}}$ — начальная относительная магнитная проницаемость
 μ_{max} — максимальная относительная магнитная проницаемость
 μ_0 — магнитная постоянная
 μ_o — магнитная проницаемость тела, относительная
 μ_f — магнитная проницаемость формы, относительная
 μ_n — амплитудная (полная) относительная магнитная проницаемость
 μ_{Δ} — коэффициент возврата (относительная магнитная проницаемость на цикле возврата)
 μ_{\sim} — динамическая относительная магнитная проницаемость
 $\tilde{\mu}$ — комплексная относительная магнитная проницаемость
 μ' — проницаемость магнитная упругая (действительная составляющая относительной комплексной магнитной проницаемости)
 μ'' — проницаемость магнитная вязкая (мнимая составляющая относительной комплексной магнитной проницаемости)
 ρ — удельное электрическое сопротивление
 σ — механические напряжения, коэффициент использования энергии материала постоянного магнита
 τ — время переключения
 Φ — магнитный поток
 χ — магнитная восприимчивость (в системе СГСМ)
 ψ — потокоцепление
 ω — угловая частота

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Акулова — Биттера фигуры 53
 Альсифер 95
 Альфенол 95
 Антиферромагнетизм 62
 Баллистический гальванометр 189
 Баллистический метод измерений 188
 Барьерные магниты 150
 Баркгаузена эффект 52
 Безгистерезисная (идеальная) кривая намагничивания 28
 Биакс 264
 Блока граничные стенки 55
 Бора магнетон 6
 Бора модель атома 6
 Ваттметровый метод измерения потерь 199
 Веберметр 189
 Вейсса теория ферромагнетизма 36
 Внутреннее поле 34

Водорода молекулы теория 41
 Время перемагничивания 161
 Гидроокисей, метод получения ферритов 98
 Гиромагнитная аномалия 9
 Гиромагнитное отношение 6
 Диамагнетизм 16
 Динамическая кривая намагничивания 31
 Динамическое пороговое поле 163
 Доменная структура 36, 52
 Дорфмана опыт 39
 Железо армко 73
 Железо карбонильное 74
 Железо технически чистое 72
 Железо электролитическое 74
 Индукционный метод измерений 192
 Калориметрический метод измерения потерь 200

- Квантовое число азимутальное 7
 Квантовое число главное 6
 Квантовое число магнитное 8
 Квантовое число орбитальное 11
 Квантовое число орбитальное магнитное 11
 Квантовое число радиальное 7
 Квантовое число спиновое 11
 Коэрцитивная сила 29
 Коэрцитиметр 205, 211
 Коэффициент возврата 127
 Коэффициент выпуклости 126
 Коэффициент использования энергии материала магнита 269
 Коэффициент квадратности 162
 Коэффициент переключения 162
 Коэффициент линейной магнитострикции 50
 Коэффициент прямоугольности 160
 Коэффициент размагничивания 34
 Кривые намагничивания 26
 Критерии ферромагнетизма 46
 Критическая частота 103
 Кубическая текстура 77
 Кюри—Вейсса закон 21
 Кюри закон 21
 Кюри точка (температура) 26, 38
 Ланде множитель 16
 Магнитная нестабильность 129
 Магнитная проницаемость, абсолютная 30
 Магнитная проницаемость, амплитудная (полная) 33
 Магнитная проницаемость вещества 35
 Магнитная проницаемость, вязкая 33
 Магнитная проницаемость, динамическая 32
 Магнитная проницаемость, дифференциальная 30
 Магнитная проницаемость, импульсная 31
 Магнитная проницаемость, комплексная 33
 Магнитная проницаемость, максимальная 30
 Магнитная проницаемость магнитодиэлектрика 114
 Магнитная проницаемость, начальная 30
 Магнитная проницаемость, относительная 30
 Магнитная проницаемость тела 35
 Магнитная проницаемость упругая 33
 Магнитная проницаемость формы 35
 Магнитномягкие материалы, классификация 67
 Магнитномягкие материалы, общие требования 70
 Магнитотвердые материалы, классификация 124
 Магнитотвердые материалы, общие требования 125
 Магнитное бесконтактное реле 246
 Магнитный момент атома 15
 Магнитный материал 66
 Магнитный усилитель 240
 Магнитный усилитель двухтактный 243
 Магнитный усилитель одноктактный 242
 Магнитный усилитель с обратной связью 244
 Магнитный усилитель с самонасыщением 245
 Магнитодиэлектрики 113
 Магнитодиэлектрики на основе альсифера 116
 Магнитодиэлектрики на основе карбонильного железа 120
 Магнитометрический метод измерений 191
 Магнитострикционные материалы 185
 Магниты из микропорошков 147
 Магниты на основе феррита кобальта 152
 Мартенситные стали 153
 Материалы для магнитных лент 157
 Материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ) 159
 Металлокерамические магниты 145
 Металлопластические магниты 146
 Метод измерений, основанный на эффекте Холла 193
 Метод измерений на основе ядерного магнитного резонанса 194
 Миллера индексы 47
 Момент количества движения электронной оболочки атома 14
 Мостовой метод измерений 196
 Намагничивание постоянных магнитов 133
 Направленная кристаллизация 140
 Направления легкого и трудного намагничивания кристалла 49
 Нееля точка 62
 Необратимое смещение границ доменов 56
 Низкоуглеродистая электротехническая сталь 73
 Нулевая кривая намагничивания 27
 Обменная энергия 44
 Образцы для испытаний 201, 202
 Обратимое смещение границ доменов 55
 Обращенная шпиль 64
 Основная кривая намагничивания 28
 Остаточная индукция 29
 Осциллографический метод измерений 199
 Относительный тангенс угла потерь 103
 Относительный температурный коэф-

фициент магнитной проницаемости 105
Парамагнетизм 21
Парапроцесс 56
Пермаллой 87
Пермаллой высоконикелевые 89
Пермаллой низконикелевые 89
Пермеаметр 201, 208
Пермендюр 123
Петля гистерезиса 28
Пластины ферритовые многоотверстные (МФП) 260
Пластически деформируемые сплавы для постоянных магнитов 154
Пленки пермаллоевые 267
Потери дополнительные 31
Потери на вихревые токи 31
Потери на гистерезис 29
Потери на перемагничивание полные 31
Пространственное квантование 7
Процесс вращения 56
Прямая шпинель 64
Рабочая температура 105
Разложения солей, метод получения ферритов 98
Размагничивание постоянных магнитов 136
Размагничивающее поле 33
Размагничивающий участок петли гистерезиса 29
Ребровая текстура 77
Резерфорда модель атома 5
Резонансный метод измерений 197
Самопроизвольная (спонтанная) намагниченность 36, 40
Сердечники для устройств вычислительной техники 251
Сложные магнитопроводы (СМАГи) 260, 263
Смещения окислов, метод получения ферритов 96
Сплавы дисперсионного твердения 137
Сплавы на основе драгоценных металлов для постоянных магнитов 156

Сплавы на основе редкоземельных элементов для постоянных магнитов 159
Стабильность постоянных магнитов 127
Структура электронных оболочек 13
Структурная нестабильность 127
Тангенс угла потерь 102
Температурный коэффициент магнитной проницаемости 105
Терменол 95
Термомагнитная обработка 139
Термомагнитные материалы 181
Точка компенсации 62
Трансфлюксор 260
Удельная энергия магнитнотвердого материала 126
Ферромагнетизм 62
Ферриты 63
Ферриты для устройств СВЧ 170
Ферротестер 212
Циклы возврата 29
Частные гистерезисные циклы 29
Ширина линии ферромагнитного резонанса 171
Шпинель кристаллическая структура 63
Штерна и Герлаха опыт 9
Эйнштейна и де Гааза опыт 8
Электродинамический метод измерений 191
Электромагнитный стабилизатор напряжения 249
Электротехнические (кремнистые) стали 75
Электротехнические стали малотекстурованные 78
Электротехнические стали холоднокатаные 76
Энергетическое производство 126
Энергия кристаллографической анизотропии 47
Энергия магнитная 51
Энергия магнитоупругая 51
Энергия магнитостатическая 51
Энергия магнитоэстрикционной деформации 49

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Глава первая. Теория магнетизма	5
§ 1.1. Магнитные свойства электрона и электронной оболочки атома	5
§ 1.2. Диамагнетизм	16
§ 1.3. Парамагнетизм	20
§ 1.4. Общие сведения о ферромагнетизме	26
§ 1.5. Теория ферромагнетизма Вейсса	36
§ 1.6. Квантовая теория самопроизвольной намагниченности	40
§ 1.7. Виды энергии и условия устойчивого состояния ферромагнетика	47
§ 1.8. Доменная структура ферромагнетиков	52
§ 1.9. Теория кривой намагничивания и петли гистерезиса	55
§ 1.10. Антиферромагнетизм и ферримагнетизм	62
Глава вторая. Магнитные материалы	66
§ 2.1. Общая классификация	66
<i>Магнитномягкие материалы</i>	67
§ 2.2. Классификация	67
§ 2.3. Общие требования, предъявляемые к материалам	70
§ 2.4. Технически чистое железо	72
§ 2.5. Электротехнические стали	75
§ 2.6. Пермаллой	87
§ 2.7. Технология производства ферритов	95
§ 2.8. Свойства магнитномягких ферритов	100
§ 2.9. Магнитодиэлектрики	113
§ 2.10. Прочие материалы	123
<i>Магнитнотвердые материалы</i>	124
§ 2.11. Классификация	124
§ 2.12. Требования, предъявляемые к материалам	125
§ 2.13. Стабильность постоянных магнитов	127
§ 2.14. Намагничивание и размагничивание постоянных магнитов	133
§ 2.15. Сплавы на основе Fe-Ni-Al	136
§ 2.16. Магниты из порошков	144
§ 2.17. Прочие материалы для постоянных магнитов	153
<i>Магнитные материалы специального назначения</i>	159
§ 2.18. Материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ)	159
§ 2.19. Ферриты для устройств СВЧ	170
§ 2.20. Прочие материалы	181
Глава третья. Испытания магнитных материалов	188
§ 3.1. Общие вопросы магнитных измерений	188
§ 3.2. Испытания магнитномягких материалов в постоянных магнитных полях	201
§ 3.3. Испытания магнитнотвердых материалов	207
§ 3.4. Испытания в полях промышленной частоты	213
§ 3.5. Испытания при повышенных и высоких частотах	218
§ 3.6. Испытания материалов с ППГ	228
§ 3.7. Испытания ферритов, предназначенных для устройств СВЧ	233
Глава четвертая. Магнитные элементы	240
§ 4.1. Некоторые элементы автоматики	240
§ 4.2. Элементы вычислительной техники	251
§ 4.3. Системы с постоянными магнитами	268
§ 4.4. Ферритовые устройства СВЧ	272
Приложения	276
Литература	281
Обозначения основных величин, принятые в книге	284
Алфавитный указатель	285

