1949 г. Февраль Т. XXXVII, вып. 2

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВРЕМЕННОЕ УЧЕНИЕ О МАГНЕТИЗМЕ

С. В. Вонсовский *)

III. МАГНЕТИЗМ ВЕЩЕСТВА — ФЕРРОМАГНЕТИКИ (окончание)

13. ФЕРРОМАГНЕТИКИ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ И ВРЕМЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Магнитные свойства ферромагнетиков существенным образом зависят от времени. Временна́я зависимость проявляется как при квазистатическом намагничивании (постоянные магнитные поля), так и при намагничивании с конечной скоростью (переменные поля). Этот факт имеет чрезвычайно большое практическое значение, ибо в технике ферромагнитные материалы находят себе широкое применение в переменных полях, а также весьма существенна стабильность магнитных свойств этих материалов во времени. Теоретическое изучение временно́й зависимости магнитных характеристик имеет и большой принципиальный интерес, потому что оно позволяет глубже раскрыть физический механизм процессов технического намагничивания ферромагнитных материалов.

Условно временны́е явления в ферромагнетиках можно разбить на (а) явления дисперсии магнитной проницаемости при их намагничивании в переменных полях различной частоты и (б) явления магнитного последействия и старения, связанные с самой магнитной и кристаллической структурой ферромагнетиков.

а) Дисперсия магнитной проницаемости

Как мы видели, существование необратимых процессов намагничивания в ферромагнетиках вызывает отставание изменений намагниченности от изменений магнитного поля (магнитный гистерезис) даже если эти изменения бесконечно медленные (квазистатические). С увеличением скорости изменений (периодических и апериодических) поля, между намагниченностью **I** и магнитным полем **H** возрастает

*) Окончание. См. УФН **35**, 556 (1948); **36**, 30 (1949); **37**, 1, (1949).

сдвиг фаз, и запаздывание I обусловливается не только одним «статическим» гистерезисом, но также и конечностью скорости изменения H. Это добавочное возрастание запаздывания принято называть магнитной вязкостью. В случае очень слабых полей (область применимости формул Релея) при их квазистатическом, медленном изменении ферромагнитную среду можно феноменологически описывать с помощью обычной электродинамики с постоянными проницаемостями μ и ε. Однако с увеличением скорости изменения H такое описание делается слишком грубым, и поэтому обычная система уравнений электромагнитного поля требует обобщений, которые бы включали в себя и явление магнитной вязкости.

Обобщение теории электромагнитного поля для случая вязких ферромагнитных сред было дано В. К. Аркадьевым *)[203,204]. В основу своей теории Аркадьев кладёт обобщённый закон электромагнитной индукции, который в дифференциальной форме имеет вид (для синусоидально изменяющихся величин):

$$-\operatorname{rot}\mathbf{E}=\rho\mathbf{H}+\frac{\mu}{4\pi}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}, \tag{13.1}$$

где ρ — так называемая магнитная проводимость, характеризующая влияние магнитной вязкости на э. д. с. индукции в ферромагнетике. Если векторы E и H выразить в комплексной форме

$$\mathbf{E}^*=\mathbf{E}_0e^{i(\omega t+\delta_1)} \quad \text{и} \quad \mathbf{H}^*=\mathbf{H}_0e^{i(\omega t+\delta_2)},$$

то

$$\mathbf{H}^*=-\frac{i}{\omega}\frac{\partial\mathbf{H}^*}{\partial t}=-i\frac{T}{2\pi}\frac{\partial\mathbf{H}^*}{\partial t}, \tag{13.2}$$

где ω — циклическая частота, а $T=\frac{2\pi}{\omega}$ — период электромагнитных колебаний. Подстановка (13.2) в (13.1) даёт

$$-\operatorname{rot}\mathbf{E}^*=\frac{\mu-2i\rho T}{4\pi}\frac{\partial\mathbf{H}^*}{\partial t}. \tag{13.3}$$

Введём сокращения

$$2\rho T=\rho', \tag{13.4}$$

$$\mu-i\rho'=\mu'. \tag{13.5}$$

---

*) Многочисленные работы В. К. Аркадьева и его обширной школы русских физиков-магнитологов, ведущиеся на протяжении последних 35 лет (с 1913 г.), нашли широкое признание в Советском Союзе и за границей. Большинство работ В. К. Аркадьева и его школы, вышедших до 1936 г., использованы В. К. Аркадьевым в его известной двухтомной монографии «Электромагнитные процессы в металлах»[203]. Более поздние работы напечатаны в специальных сборниках «Проблемы электротехнического металла», изд. ОТН АН СССР (1938), «Практические проблемы электромагнетизма» (1939) и «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики», изд. АН СССР (1946), а также в периодической физической литературе.

Величина μ' носит название комплексной проницаемости. В случае, если μ и ρ' не зависят от времени, (13.3) можно записать в виде

$$-\operatorname{rot}\mathbf{E}^* = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial(\mu'\mathbf{H}^*)}{\partial t} \tag{13.6}$$

и определить комплексную магнитную индукцию

$$\mathbf{B}^* = \mu'\mathbf{H}^*, \tag{13.7}$$

где

$$\mathbf{B}^* = \mathbf{B}_0 e^{i(\omega t + \delta_3)}. \tag{13.8}$$

Из сравнения (13.5), (13.7) и (13.8) находим выражения для сдвига фаз между полем и индукцией и связь между амплитудами индукции и поля

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}(\delta_3 - \delta_2) &= \frac{\rho'}{\mu'}, \\ \mathbf{B}_0 &= \sqrt{\mu^2 + \rho'^2}\,\mathbf{H}_0. \end{aligned}\right\} \tag{13.9}$$

Согласно Аркадьеву[203], величина μ носит название консервативной (упругой) проницаемости; она определяет собой запас «обратимой» магнитной энергии в ферромагнетике

$$\mu\frac{\mathbf{H}^2}{8\pi}, \tag{13.10}$$

которая возвращается при его размагничивании; величина ρ' именуется консумптивной (вязкой) проницаемостью, определяющей величину необратимых потерь на гистерезис:

$$\rho'\frac{H_0^2}{4}; \tag{13.11}$$

наконец, величину

$$r_m = \frac{B_0}{H_0} = \sqrt{\mu^2 + \rho'^2} \tag{13.12}$$

называют полной или амплитудной проницаемостью*). Дальнейшее уточнение теории было произведено Аркадьевым[203], Беккером[205], Хинце и др., которые учли зависимость проницаемостей μ, ρ' от напряжённости магнитного поля. Например, в случае слабых изменений поля можно ввести, согласно Релею (см. § 12):

$$\mu = \mu_a + \varepsilon H \quad \text{и} \quad \rho' = bH. \tag{13.13}$$

Следует заметить, что определение зависимости μ и ρ' от поля и частоты требует построения микроскопической теории, учитывающей внутреннюю структуру ферромагнетика.

*) Подробное изложение теории магнитной проницаемости см. в монографии В. К. Аркадьева[203] (том II, § 42).

Опыт показывает, что проницаемость ферромагнетиков падает с увеличением частоты переменного магнитного поля. В области частот видимого и инфракрасного света ($\lambda \sim 30\,\mu$ и $\nu \sim 10^{13}$ *сек*$^{-1}$), как показали Гаген и Рубенс[206], ферромагнетики теряют свои характерные магнитные свойства и, в частности, их восприимчивость оказывается при этих частотах такой же, как и у обычных металлов, т. е. $\mu \sim 1$. Из опыта также известно, что в области низких частот (до $\nu \sim 10^8$ *сек*$^{-1}$) проницаемость ферромагнетиков меняется сравнительно мало. Таким образом, в интервале частот от 10^8 *сек*$^{-1}$ до 10^{13} *сек*$^{-1}$ имеет место основной спад проницаемости. На неизбежность существования такого спада впервые указал Аркадьев[207,203]. Эксперименты Аркадьева и его сотрудников (Велецкой[208], Волковой[210], Гойтанникова[209], Малова[211] и других; подробную библиографию см.[203] и [212]), а также и заграничных физиков (Хермана, Гольдшмидта, Крейльсхеймера, Стритта и Кноля и др.[213]) по измерению магнитной проницаемости большого числа ферромагнитных материалов в широком интервале частот внешнего поля полностью подтвердили теоретические предположения Аркадьева о дисперсии магнитной проницаемости. На рис. 62 приведена общая схематическая картина магнитного спектра ферромагнетиков (по Аркадьеву[212]). Из этой схемы видно, что со стороны длинных волн имеются «ступеньки» на кривой $\mu(\nu)$ и соответствующие им размытые максимумы на кривой $\rho'\,\nu)$, отвечающие полосам абсорбции. Согласно Аркадьеву причиной этой абсорбции могут являться вихревые токи и магнитная вязкость. Со стороны коротких волн наблюдается магнитный резонанс, аномальная дисперсия на кривой $\mu(\nu)$ и резкий максимум на кривой $\rho'\,\nu)$. Аркадьев на основе развитой им общей теории электромагнитного поля в вязких ферромагнитных средах дал полное феноменологическое описание для наблюдаемых на опыте магнитных спектров[212].

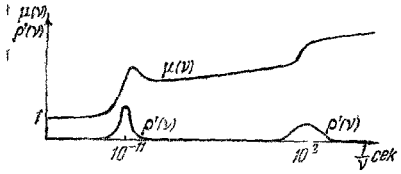


Рис. 62. Общая схема магнитного спектра ферромагнетика (границы распределения полос магнитной дисперсии). (По Аркадьеву.)

На основе этой же электродинамики Аркадьева, Введенский[214], исходя из учёта одного скин-эффекта (без учёта магнитной вязкости) дал решение задачи о намагничивании ферромагнитного цилиндра в периодическом и апериодическом магнитном поле. Исследования Введенского были дополнены Тихоновым[215], который учёл влияние магнитной вязкости. Дивильковский и Филиппов[216] произвели расчёт скин-эффекта для случая ферромагнитного шара и дали новый метод определения проницаемости в переменных полях с помощью измерения нагревания ферромагнитного шарика под действием токов Фуко (и отчасти гистерезиса), возникающих при помещении шарика в переменное поле. Рытов[217] разработал новый способ приближён-

ного расчёта скин-эффекта по методу малых возмущений. Маш и Енушков[218] использовали метод Дивильковского для измерений проницаемости железа в переменных полях с длиной волны от $\lambda = 4$ *м* до $\lambda = 20$ *м* и обнаружили монотонный рост μ с увеличением λ. Сноек[213] учёл влияние размагничивающего действия поверхности ферромагнитного образца на вихревые токи в нём, возникающие при намагничивании.

Аркадьев[203,212], ещё в 1918 г., первый указал на то, что причиной дисперсии магнитной проницаемости могут являться «микроскопические» вихревые токи, вызванные перемагничиванием областей самопроизвольной намагниченности. Позже [219] им была дана качественная разработка этой идеи.

Ландау и Лифшиц[113] (1935 г.) впервые произвели теоретический расчёт дисперсии магнитной проницаемости на основе современных детальных представлений о механизме процессов технического намагничивания. Ими был рассмотрен простейший случай идеального кристалла (лишённого гистерезиса) с одной осью легчайшего намагничивания. При этом для комплексной проницаемости при намагничивании вдоль лёгкой оси было получено выражение

$$\mu'_{\parallel} = 1 - i\,\frac{4\pi\mu_0 I_s^2}{\omega\varepsilon\delta d}, \tag{13.14}$$

где $\mu_0 = \frac{e}{mc}$, δ — толщина граничного слоя между областями самопроизвольной намагниченности, d — средний линейный размер образца, ε — коэффициент размерности намагниченности $\sim 10^{-3} I_s$, определяющий величину слабых «магнитных» сил в кристалле, $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота поля. При данной ориентации намагничивающего поля резонанса нет, и мы имеем дело с чистым затуханием $\left(\mu = 1 \text{ и } \rho' \sim \frac{1}{\nu}\right)$. При $\nu \to 0$ $\rho' \to \infty$; это безграничное возрастание вязкой проницаемости объясняется тем, что при выводе (13.14) не принято во внимание явление магнитного гистерезиса и действие вихревых токов.

При направлении поля, перпендикулярном к оси легчайшего намагничивания, теория Ландау и Лифшица даёт

$$\mu'_{\perp} = 1 + 4\pi\,\frac{\omega_0^2 + i\omega\gamma}{\beta(\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma)}, \tag{13.15}$$

где $\omega_0 = \mu_0 \frac{k}{I_s}$ (k — константа магнитной анизотропии) — «собственная частота» смещающихся границ между ферромагнитными областями, $\gamma = \frac{\mu_0 k}{I_s^2}\varepsilon$ — декремент затухания этих смещений. Порядок величины собственной частоты $\omega_0 \sim 1{,}5 \cdot 10^{10}$ *сек*$^{-1}$ и $\lambda_0 \sim 12{,}6$ *см* (если принять, что константа магнитной анизотропии $k \sim 5 \cdot 10^5$ *эрг/см*^{3}, $I_s \sim 10^3$

и $\mu_0 = \frac{e}{mc} \sim 5 \cdot 10^7$); вблизи такой частоты наблюдается аномальная дисперсия (резонанс) на кривой $\mu'(\omega)$, как это показал Аркадьев[212]. При малых частотах ($\omega \ll \omega_0$) формула (13.15) в пределе даёт статическую проницаемость $\mu_\perp = 1 + \frac{4\pi I_s^2}{k}$ (см. § 12), а при очень больших частотах ($\omega_0 \ll \omega$) $\mu_\perp \to 1$.

Беккер[220], используя идею Аркадьева, произвел расчёт зависимости проницаемости от частоты по такой же схеме, как и у Ландау и Лифшица, но для более простой модели (без детального учёта распределения I_s в граничном слое). Однако Беккер учитывает в своём расчёте неоднородности в материале (конечность $\mu_{\parallel\,(\omega=0)}$) и необратимые смещения границ. Этот учёт приводит к тому, что в выражении для $\mu'_\parallel$ появляется собственная частота

$$\omega_{0\parallel} \cong \frac{c^2}{\sigma \varkappa_a d^2} \tag{13.16}$$

(σ — удельная электропроводность, d — линейные размеры ферромагнитных областей, c — скорость света, $\varkappa_a$ — статическая начальная восприимчивость, которая у Ландау и Лифшица принималась равной ∞). Эта частота $\omega_{0\parallel}$ определяет собой начало заметного спада проницаемости с частотой. Оценка (13.16) даёт для $\omega_{0\parallel}$ величину $\sim 2 \cdot 10^9$ *сек*$^{-1}$ ($\lambda_{0\parallel} \sim 15$ *см*), т. е. такого же порядка как и для ω_0 в (13.15). ω_0 из (13.15) и $\omega_{0\parallel}$ зависят от размеров областей самопроизвольной намагниченности (d), а следовательно, в силу (12.14), могут зависеть и от размеров образцов.

Беккер определил также вторую критическую частоту $\omega'_{0\parallel}$, которая связана с (13.16) соотношением

$$\omega'_{0\parallel} \sim 0{,}01\omega_{0\parallel}.$$

Эта вторая частота $\omega'_{0\parallel}$ обусловлена необратимыми смещениями и указывает ту частоту, с которой начинается интенсивное «исключение» необратимых процессов смещений. Таким образом, надо ожидать, что необратимые процессы начинают затухать при более низких частотах. Этот вывод теории находится в хорошем согласии с опытом[213].

Поливанов[221] отчётливо показал, что наблюдаемые изменения величины магнитной проницаемости не всегда являются истинными характеристиками вещества. Макроскопическая неоднородность намагниченности или магнитная вязкость могут привести к кажущейся зависимости $\mu(\omega)$. Истинная зависимость $\mu(\omega)$ может быть вызвана лишь существованием областей самопроизвольной намагниченности. Поливанов подробно исследовал простую модель ферромагнетика с плоскопараллельными областями и получил кривые $\mu(\omega)$ и $\rho'(\omega)$, которые качественно полностью согласуются с опытными данными. Следует отметить, что Поливанов также указал на то, что при

расчёте $\mu(\omega)$ надо принимать во внимание не только «микроскопические» вихревые токи (которые учитывал Беккер), но и обычные макроскопические. Аналогичные расчёты были проведены также Киттелем[222], который отметил, что на дисперсию проницаемости, кроме вихревых токов, оказывает существенное влияние форма образцов (размагничивающей фактор) и энергия магнитной анизотропии. Точно так же на вид кривых $\mu(\omega)$ оказывает существенное влияние и форма ферромагнитных областей (Поливанов, Киттель, Стритт и Кноль).

В заключение здесь надо ещё раз указать, что магнитная спектроскопия, открытая Аркадьевым, приобрела сейчас новое актуальное значение в связи с развитием исследований ядерного магнетизма (см. § 2).

б) Магнитная вязкость

Ещё в 1881 г. Юинг[223] обнаружил явление магнитного последействия или магнитной вязкости, которое затем было подробно изучено Релеем[224]. На первый взгляд казалось, что причиной магнитного последействия являются вихревые токи. Действительно, начальная стадия временнóго спада намагниченности, как это показали тщательные исследования Введенского[225], в основном определяется вихревыми токами (например, в толстых проволоках). Телеснин[226] исследовал явление магнитного последействия на участках кривой намагничивания, соответствующих максимальной проницаемости. При этом им была разработана оригинальная методика измерений, которая гарантировала возможность наблюдения изменений намагниченности в течение очень коротких промежутков времени ($\sim 10^{-6}$ сек.). Миткевич[226] в ряде работ произвела подробное исследование магнитного последействия. Она показала, что эффекты последействия нельзя целиком объяснить одним задерживающим действием вихревых токов. Наряду с этим играет существенную роль магнитная вязкость, природа которой связана с процессами технического намагничивания.

Рихтер[228] обнаружил очень резкую зависимость магнитного последействия от температуры. Исследуя временные свойства мягкого магнитного материала (карбонильное железо), он обнаружил, что при температуре $-12°$ С спад намагниченности продолжается в течение десятка минут, а при $+100°$ С весь эффект магнитного последействия завершается за 10^{-2} секунды.

Резкая температурная зависимость магнитной вязкости с такими же временами релаксации, как и для механического последействия в том же материале, позволяет высказать предположение, что эти оба явления тесно связаны между собой. При намагничивании ферромагнетика в области слабых полей (где и наблюдается магнитная вязкость) мы имеем дело в основном с процессами смещения границ между областями самопроизвольной намагниченности. При смещении границ в силу явления магнитострикции возникают внутренние напря-

жения. Их равновесное распределение устанавливается не сразу, а, в силу механического последействия, с конечной скоростью. В более пластичных материалах, с бо́льшим временем релаксации механического последействия, следует ожидать и более развитого явления магнитного последействия. При этом на изменение условий равновесия границ между ферромагнитными областями могут оказывать влияние такие процессы, как диффузия примесей, распад твёрдых растворов, явление упорядочения атомов в кристаллической решётке сплавов и т. п.

Явление магнитного последействия может приводить не только к изменению величины намагниченности «вязкого» ферромагнетика со временем, но и к изменению характера процессов намагничивания. Наиболее ярко это проявляется в так называемом явлении спада магнитной проницаемости.

Сноек[229] развил феноменологическую теорию временно́го спада проницаемости (в которой он постулирует существование времени релаксации, не связывая его с магнитными и механическими параметрами кристалла), основываясь на предположении о связи этого явления с упругим последействием. После размагничивания границы между ферромагнитными областями попадают в какие-то «свежие» места кристаллической решётки металла. Из-из неоднородности намагниченности в этих граничных слоях возникают заметные градиенты магнитострикционных напряжений. Как показал Горский[230], в такие места кристалла с большими градиентами напряжений должна итти заметная диффузия примесей в кристалле. Эта диффузия вызывает перестройку внутренних напряжений и можно ожидать, что граница между ферромагнитными областями «продавит» себе со временем более глубокую «потенциальную яму». Для смещения границы из этой «ямы» требуются бо́льшие поля, что и приводит к уменьшению проницаемости со временем.

Янус и Дрожжина[231] исследовали временно́й спад проницаемости в технически важном материале — кремнистом железе. Они обнаружили, что рафинирующая термообработка этого материала не ослабила временно́го спада проницаемости, в противоположность теории и опытам Сноека[230] с карбонильным железом, где аналогичная обработка (отжиг в водороде и затем в вакууме) полностью уничтожила временно́й спад. Кроме того, кривые, полученные в опытах Януса и Дрожжиной, не всегда совпадают с теоретическими кривыми Сноека. Это указывает, что существующая теория временно́го спада проницаемости требует дальнейшего уточнения.

Сильный эффект временно́го спада проницаемости наблюдается в магнетите. Этот случай, как показали опыты Януса, Шура, Дрожжиной и Вьюхиной[232], в общем охватывается теорией Сноека.

Завойский[234] обнаружил в ферромагнетиках явление, аналогичное магнитному резонансу в парамагнитных телах. В его опытах ферромагнитные образцы из различных материалов (никель, железо-кремнистые сплавы, железо-никель-алюминиевый сплав) помещались в по-

стоянное намагничивающее поле H, на которое накладывалось в перпендикулярном направлении слабое осциллирующее магнитное поле с частотой ν, соответствующей интервалу сантиметровых волн. Задавая частоту ν и изменяя величину поля H, Завойский обнаружил характерную картину резонанса. При этом автор считает, что в этом эффекте принимают участие лишь спины, не участвующие в самопроизвольной намагниченности, например, те, которые образуют промежуточные слои между ферромагнитными областями. Нам кажется более правдоподобным, что в этом явлении резонанса, открытом Завойским, принимают участие спины, которые не участвуют в самопроизвольной намагниченности из-за её уменьшения с температурой. Поэтому было бы весьма желательно продолжить эти опыты, сняв температурную зависимость кривых резонанса *).

Недавно Сноек [323] обнаружил дисперсию проницаемости и поглощения в магнитных ферритах (общая химическая формула MFe_2O_4, где M — металл в виде двухвалентного иона), которую он объясняет по теории Ландау и Лившица [113], как особый тип резонанса при процессах намагничивания в виде чистого вращения. При этом им получена формула для величины критической частоты ω_0

$$\omega_0 = \frac{3}{2}\frac{gI_s}{\varkappa_a},$$

где $\varkappa_a$ — начальная статическая восприимчивость, а

$$g = \frac{e}{mc} = 1{,}76 \cdot 10^6 \quad \text{CGSE}.$$

§ 14. МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Ферромагнитные материалы играют в современной технике необычайно важную роль. Они составляют существенный элемент в конструкциях множества машин и аппаратов, используемых в промышленности, транспорте и домашнем быту. Если бы не было магнитных материалов, то было бы исключено современное широчайшее развитие электротехники, радио, измерительных приборов и т. п. Ежегодно во всём мире производится несколько миллионов тонн электротехнической стали и других магнитных материалов. Наибольшего развития производство магнитных материалов достигло за последние 20 — 30 лет. Над проблемами производства качественного магнитного металла работают металлурги, металловеды и физики во всём мире. В результате интенсивной работы учёных и инженеров-практиков достигнуты большие успехи в создании новых высококачественных магнитных материалов. В Советском Союзе крупнейшими специалистами по разработке проблем и производству магнит-

*) На принципиальную возможность такого эффекта уже указывал Аркадьев [203, 212].

ных материалов являются А. С. Займовский, Б. Г. Лившиц, В. С. Меськин, Д. И. Габриэльян, А. Л. Гольдман, которые стоят во главе больших школ, интенсивно работающих над этими вопросами и достигших больших практических успехов в создании отечественной высококачественной промышленности, производящей магнитные материалы. Крупнейшими специалистами по магнитным материалам за границей являются Иенсен, Бозорт, Госс (Америка), Брейлсфорд (Англия), Сноек (Голландия), Мишима (Япония) и др.

Современное состояние технологии изготовления магнитных материалов, их физические и эксплоатационные свойства изложены в ряде монографий и специальных обзорных статей, к которым мы и отсылаем читателей[235]. Здесь же будет дано краткое описание физических свойств наиболее типичных магнитных материалов.

В зависимости от их свойств и условий работы магнитные материалы можно разбить на две большие группы: а) мягкие магнитные материалы и б) жёсткие магнитные материалы.

а) Мягкие магнитные материалы

Магнитно-мягкие материалы используются в тех случаях, когда требуется высокая магнитная проницаемость, малая коэрцитивная сила и незначительные потери при перемагничивании (на гистерезис и вихревые токи). В настоящее время известно очень много различных сортов мягких материалов. Типичными представителями этого класса являются чистое железо, железо-кремнистые сплавы (трансформаторное и динамное железо) и железо-никелевые сплавы (пермаллой). Железо употребляется во всех случаях, когда требуется высокое насыщение ($4\pi I_s \sim 21\,500$ гаусс). Однако этот материал обладает относительно небольшим электросопротивлением ($\rho \sim 10^{-5}$ *ом/см*) и поэтому большими потерями на вихревые токи.

Железо-кремнистые сплавы являются наиболее дешёвым и распространённым материалом для электрических машин (моторов и генераторов) и трансформаторов. Примесь кремния (до 4% — 5%) заметно повышает электросопротивление (по сравнению с чистым железом в 6 раз: $\rho \sim 6 \cdot 10^{-5}$ *ом/см*) и одновременно нейтрализует вредное действие других нежелательных примесей (вроде углерода и т. п.); насыщение этих сплавов уменьшается по сравнению с железом не больше чем на 10% ($4\pi I_s \sim 19\,000$ *гаусс*).

Железо-никелевые сплавы обладают исключительно хорошими магнитными свойствами в области слабых полей. В лучших сплавах этой системы начальная проницаемость достигает десятков тысяч единиц (сплав 1040, муметалл, сендаст) и даже сотен тысяч (супермаллой) против нескольких сотен единиц у железо-кремнистых сплавов. Максимальная проницаемость этих сплавов также наибольшая и достигает сотен тысяч единиц (сплав 1040, 78% пермаллой, сендаст), а в рекордном случае почти миллиона (супермаллой $\mu_{max} \sim 800\,000$).

Однако эти сплавы имеют более низкое значение намагниченности насыщения ($4\pi I_s \sim 10\,000$ *гаусс*), чем, например, чистое железо или железо-кремнистые сплавы. Следует отметить, что материалами с наивысшим значением намагниченности насыщения являются железо-ко-

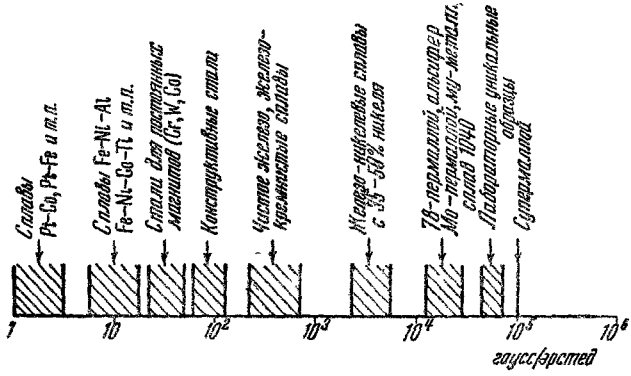


Рис. 63. Начальная проницаемость ферромагнитных сплавов. (По Займовскому.)

бальтовые сплавы (перминдюры). Так, например, насыщение ($4\pi I_s$) у сплава с 50% Co достигает 24 500 гаусс, т. е. на ~ 15 % больше, чем у чистого железа. Причина такого роста I_s в этих сплавах пока остаётся не выясненной.

На рис. 63 дана схематическая диаграмма величин начальной проницаемости различных технических магнитных сплавов[235 в]. В табл. VIII приведены данные по важнейшим магнитным характеристикам мягких материалов, употребляемых на практике.

Магнитные свойства мягких материалов зависят от их химического состава, структурного состояния, тепловой и механической обработки. В качестве примера на рис. 64 приведена зависимость потерь V_h на гистерезис и величины коэрцитивной силы H_c в железе от количества примеси углерода. На рис. 65 показаны кривые намагничивания железа после различных термических и механических обработок.

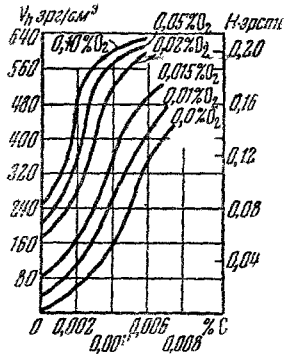


Рис. 64. Зависимость потерь на гистерезис (V_h) и коэрцитивной силы (H_c) железа от примесей углерода (% C) и кислорода (% O_2).

Рис. 66 иллюстрирует зависимость коэрцитивной силы железокремнистого сплава от величины зерна поликристалла. Вопрос о влиянии величины зерна на магнитные свойства долгое время был пред-

Таблица VIII

Некоторые свойства типичных мягких магнитных материалов (по данным мировой литературы)

Название материала	Химический состав в весовых %									μ_a гаусс·/·эрстед	μ_{max} гаусс·/·эрстед	H_c эрстед	$4\pi I_s$ гаусс.	$\rho 10^6$ ом/см	Θ °C	Термическая обработка
	Fe	Ni	Co	Si	Cu	Cr	Mo	Al	V							
Железо	99,9	—	—	—	—	—	—	—	—	200	5000	1,0	21 500	10	770	900° C
Кремнистое железо	96	—	—	4	—	—	—	—	—	450	8000	0,6	19 700	60	600	800° C
Кремнистое железо	96,7	—	—	3,3	—	—	—	—	—	600	10 000	0,2	20 000	50	700	холодн. прокат.
Гайперсил . . .	96,7	—	—	3,3	—	—	—	—	—	1500	40 000	0,1	20 000	50	700	То же 1200° в H_2
Альсифер . . .	85	—	—	9	—	—	—	5	—	30 000	120 000	0,05	10 000	80	500	Отливка
45 пермаллой . .	45	45	—	—	—	—	—	—	—	2500	25 000	0,3	16 000	50	440	1050° C
Гайперник . . .	50	50	—	—	—	—	—	—	—	4000	80 000	0,05	16 000	35	500	1200° в H_2
Радиометалл . .	49	47	—	—	3	—	—	—	—	2500	25 000	0,3	15 600	55	—	1050° C
78 пермаллой . .	21	78	—	—	—	—	—	—	—	8000	100 000	0,05	10 000	16	580	1050° C 600° C
Мо-пермаллой (ВЭИ)	16	78,5	—	—	—	—	3,8	—	—	12 000	120 000	0,04	8700	60	420	1000 °C в H_2
Cr-пермаллой . .	17,7	78,5	—	—	—	3,8	—	—	—	12 000	60 000	—	8000	—	—	—
Муметалл (ВЭИ)	17	76	—	—	5	—	3	—	—	15 000	120 000	0,04	7200	60	430	1100° в H_2
Сплав 1040 . . .	11	72	—	—	14	—	3	—	—	40 000	100 000	0,02	6000	56	290	1100° в H_2
Супермаллой . .	15	79	—	—	—	—	5	—	—	100 0000	800 000	0,004	8000	60	400	1300° в H_2
Перминдюр . . .	50	—	50	—	—	—	—	—	—	800	5000	2,0	24 500	7	980	800° C
V-перминдюр . .	49	—	49	—	—	—	—	—	2	800	4500	2,0	24 000	26	980	800° C
Порошкообразный пермаллой	17	81	—	—	—	—	2	—	—	125	130	—	—	10^6	480	Прессовка 650° C
Ферриты	—	—	—	—	—	—	—	—	—	$\sim 10^3$	—	~0,1 0,01	—	10^4—10^{13}	—	—

метом дискуссии в исследованиях по магнитным материалам. Окончательная ясность в этом вопросе была внесена работой Меськина и Пельц[236], которые показали, что улучшение свойств мягких материалов с ростом зерна является следствием уменьшения объёма образца, занятого граничными прослойками между зёрнами, где концентрируются всевозможные примеси и искажения кристаллической решётки сплава, ухудшающие его магнитные свойства. Существенное влияние оказывает отдых и рекристаллизация материала на его магнитные свойства. Исследование этого вопроса и успешное применение результатов исследований в технологии были произведены Меськиным[235а], Займовским[235,б,в], Шуром[249] и др.

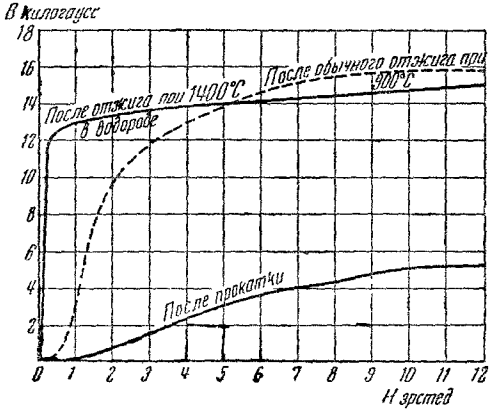


Рис. 65. Сравнение кривых намагничивания железа после различных обработок.

Опыт показывает, что на свойства мягких материалов сильно влияет их кристаллографическая и магнитная текстура. Тщательное исследование (Виллиямс[141], Кондорский[140], Шур[201] и др.) магнитных свойств монокристаллов из мягких материалов показало, что это влияние определяется кристаллографической магнитной анизотропией начального участка кривых намагничивания и коэрцитивной силы, а также неоднородностью в распределении магнитных фаз, вызванной внешними напряжениями или формой образцов (магнитная текстура напряжений и формы). Эти теоретические положения лежат в основе современной технологии изготовления листовой электротехнической стали. Метод получения текстурованной трансформаторной стали чисто эмпирическим путём был разработан Госсом[237]. Научно обоснованная технология этого метода была создана советскими учёными (Гольдман[238], Якутович[239] и др.), что позволило нашей промышленности изготавливать высоко-

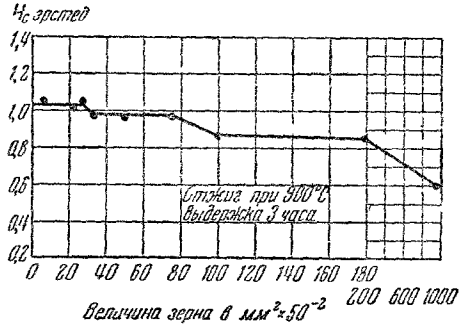


Рис. 66. Влияние величины зерна кремнистого железа на коэрцитивную силу.

качественный листовой материал с лучшими свойствами [238], чем у иностранных марок.

В настоящее время известно два практических метода создания в магнитных материалах устойчивой магнитной текстуры: 1) охлаждение образцов во внешнем магнитном поле — термомагнитная обработка и 2) охлаждение образцов при наложении на них односторонних упругих напряжений — термомеханическая обработка.

Первое подробное опытное исследование и теоретическая интерпретация по термомагнитной обработке были сделаны Бозортом и Диллингером [240]. На рис. 67 показана деформация петли гистерезиса

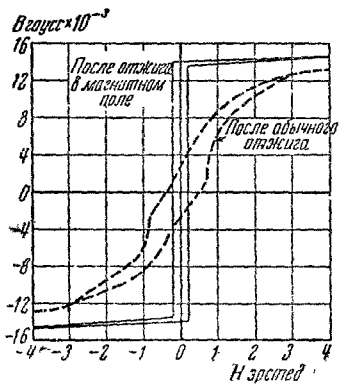


Рис. 67. Влияние охлаждения в магнитном поле на петлю гистерезиса 65-пермаллоя.

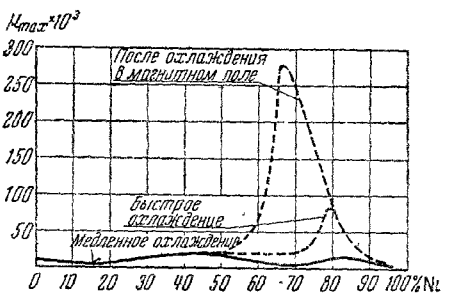


Рис. 68. Максимальная проницаемость железо-никелевых сплавов при различных термообработках.

железо-никелевого сплава (65% Ni) после термомагнитной обработки, а на рис. 68 показаны кривые зависимости максимальной проницаемости от состава сплавов системы железо-никель для различных термообработок.

Согласно теоретической интерпретации Бозорта [240] магнитное охлаждение создаёт в материале сильную магнитную текстуру (путём пластической деформации материала магнитострикционными напряжениями в направлениях, задаваемых полем), которая и обусловливает резкое повышение магнитных свойств в направлении, в котором прикладывалось поле при охлаждении.

Работы по дальнейшему физическому изучению механизма термомагнитной обработки мягких материалов принадлежат советским учёным (Шур, Займовский, Янус, Шубина, Вонсовский [245], см. также [78], § 85); следует отметить, что с количественной стороны современное состояние теории магнитного охлаждения нельзя считать ещё законченным [78]. Эта «наведённая» текстура тем больше, чем

меньше естественная магнитная анизотропия материала (поэтому в железе, например, этот эффект ничтожно мал) и чем выше точка Кюри (ибо для прохождения пластических деформаций, вызываемых магнитострикцией при включении магнитного поля, требуются высокие температуры).

Термомеханическая обработка, заключающаяся в медленном охлаждении ферромагнетика от температур выше точки Кюри под односторонними напряжениями, была открыта Шуром и Хохловым[244]. Анализ кривых намагничивания и кривых магнитострикции у поликристаллических ферромагнетиков, подвергнутых такой обработке, указывает на появление магнитной анизотропии (текстуры). Механизм этой обработки, повидимому, имеет такую же природу, как и в случае термомагнитной обработки[78]. Следует ожидать, что этот новый метод будет иметь достаточно широкие перспективы технических применений как способ повышения качества магнитных материалов. Причина высоких магнитных свойств железо-никелевых сплавов (при содержании никеля $\sim 60-80$ атомных процентов), а также железо-никеле-алюминиевого сплава, как впервые указал Акулов[241] и затем обосновал Кондорский[193], заключается в том, что в этих материалах одновременно очень малы и константы магнитной анизотропии k и константы магнитострикции λ_s. Из теории известно, что чем меньше k и λ_s, тем выше проницаемость и меньше коэрцитивная сила (см. § 12). Поэтому, при одинаковой чистоте материала, степени совершенства кристаллической решётки, кристаллической и магнитной текстуре, материал с меньшими k и λ_s будет обладать меньшими значениями H_c и большими значениями μ_a и μ_{max}.

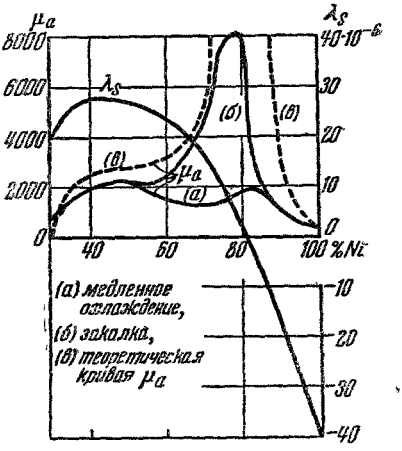
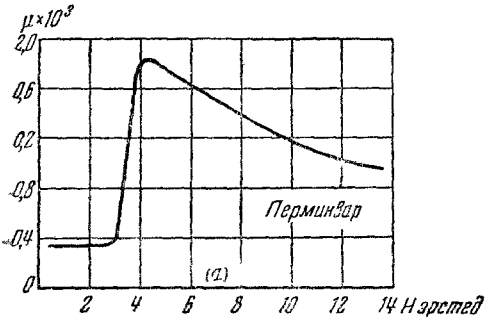


Рис. 69. Связь между величиной магнитострикции (λ_s) и начальной проницаемостью (μ_a) для сплавов системы железо-никель различных составов.

На рис. 69 показана связь между величинами λ_s и μ_a и составом для сплавов системы железо-никель, из которой видно, что $(\mu_a)_{max}$ соответствует составу с $\lambda_s \sim 0$.

Займовский[235 в] и Селисский[241] произвели тщательное исследование тройного сплава железо-кремний-алюминий и однозначно показали, что состав с наилучшими магнитными свойствами (сплав сендаст или альсифер), открытый Мазумото[243], обладает минимальными значениями и констант магнитной анизотропии, и магнитострикции.

Эти исследования указывают ясные пути для опытного отыскания новых мягких магнитных материалов с помощью систематического изучения хода магнитострикции и магнитной анизотропии в многокомпонентных ферромагнитных сплавах. Вместе с тем это указывает на чрезвычайную важность теоретических исследований по расчёту магнитной анизотропии и магнитострикции в мягких магнитных материалах.



(а) кривая Столетова μ(H) для перминвара

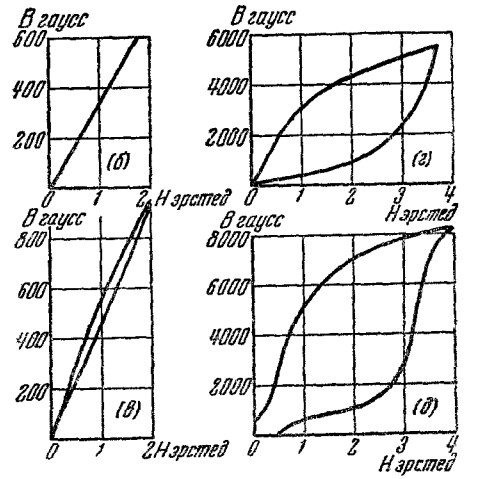


Рис. 70. Кривые проницаемости и петли гистерезиса перминвара.

Следует также упомянуть магнитные материалы с постоянной проницаемостью в начальном интервале полей (до 2—3 *эрстед*), лишённые гистерезиса при небольших амплитудах намагничивающего поля. Материал такого типа был открыт Эльменом[246] в системе железо-никель-кобальтовых сплавов (30% Fe, 25% Co и 45% Ni) и назван перминваром. На рис. 70,*а* показана кривая Столетова $\mu(H)$, а на рис. 70 (*б* — *д*)—петли гистерезиса для перминвара. Из рис. 70,*б*, *в*, *г* видно, что даже при $B_{max} \sim 5000$ *гаусс* петля имеет нулевую остаточную индукцию ($B_r = 0$) и коэрцитивную силу ($H_c = 0$). При больших амплитудах индукции (рис. 70, *д*) B_r и $H_c \neq 0$. Отсутствие гистерезиса в широком интервале индукций указывает на то, что при намагничивании перминвара в слабых полях доминирующую роль играют обратимые процессы вращения, которые идут интенсивно уже в слабых полях. Этого можно ожидать при небольшой магнитной анизотропии, которая действительно, повидимому, невелика у этого сплава, на что указывает большой эффект термомагнитной обработки в этом материале[240].

Подобными свойствами обладает другой материал изоперм[235ж] (40—45% Ni, 45—50% Fe и 5—15% Cu). Он обладает постоянной проницаемостью ~ 50 *гаусс/эрстед* в интервале полей до 100 *эрстед*.

Эти свойства достигаются после сложной комбинации термических и механических обработок (холодная прокатка, закалка, отпуск и т. п.), в результате которых происходит выпадение меди из твёрдого раствора вдоль некоторых кристаллографических плоскостей. Это вызывает сильные внутренние напряжения и создаёт магнитно-одноосные мелкодисперсные объёмы ферромагнитной фазы, в которой возможны лишь обратимые процессы вращения.

Материалы с постоянной проницаемостью можно также получить путём их измельчения до небольших изолированных друг от друга частиц, запрессованных в какой-либо изолирующей немагнитной среде. В этом случае постоянство проницаемости является следствием большого внутреннего размагничивающего фактора. Грубая оценка[247, 248] показывает, что проницаемость в таком материале (если запрессованный ферромагнетик обладает высокой проницаемостью вещества) по порядку величины равна $\sim \frac{3}{a}$, где a — доля объёма, приходящаяся на изоляционный материал (например, если $a \sim 2\%$, то $\mu \sim 150$). В качестве ферромагнетиков для таких материалов употребляют карбонильное железо, механически размельчённый пермаллой, магнетит (Займовский, Б. Г. Лившиц, Альтгаузен, Садиков, Рабкин и др.). Этот порошкообразный материал с чрезвычайно низкими потерями на вихревые токи с большим успехом употребляется в высокочастотной электротехнике (радиотелефония и т. п.).

Наряду с порошкообразными материалами за последнее время получают широкое применение магнитные материалы из класса ферромагнитных полупроводников. Типичными представителями этих материалов являются ферриты (отсюда даже новый термин ферримагнетики[250]). Наиболее подробное исследование этих материалов было произведено в годы войны Сноеком[235з] (Голландия). Эти материалы имеют очень низкую электропроводность (их удельное электросопротивление изменяется в интервале от 10^{-2} до 10^{+7} *ом/см*, против 10^{-5} *ом/см*, например, у железа). Поэтому потери на вихревые токи практически отсутствуют в них до частот ~ 1000 *килоциклов/сек*. Типичным ферритом является, например, $CuO \cdot Fe_2O_3$. Этот материал обладает низкой электропроводностью, но одновременно и низкой начальной проницаемостью. Для повышения последней этот материал «разбавляют» немагнитным ферритом $ZnO \cdot Fe_2O_3$. Этим сильно понижают точку Кюри и перемещают в область комнатных температур максимум на кривой $\mu_a(T)$. Последнее и приводит к тому, что начальная проницаемость в таких сложных ферромагнетиках оказывается достаточно высокой (~ 2000 *гаусс/эрстед*).

б) Магнитно-жёсткие материалы

К этой группе материалов относятся ферромагнитные сплавы, обладающие высокими значениями коэрцитивной силы и остаточной индукции. В технике эти материалы используются в качестве посто-

янных магнитов — источников постоянного магнитного поля. Любой аппарат, где используются постоянные магниты, содержит воздушный зазор, где и создаётся постоянное магнитное поле. Поэтому «рабочие» магнитные характеристики постоянных магнитов определяются не только магнитными свойствами самого вещества магнита, но и его формой (размагничивающим фактором). Рабочим участком кривой намагничивания постоянного магнита является та часть нисходящей ветви петли гистерезиса, которая носит название размагничивающей кривой и лежит в левом верхнем квадранте плоскости (B—H) (см. рис. 71,*а*), между остаточной индукцией B_r и коэрцитивной силой H_c.

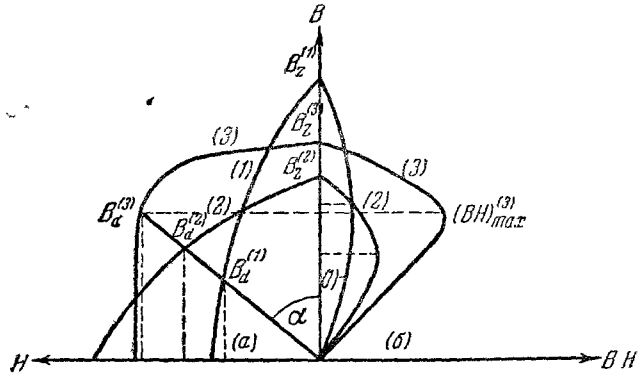


Рис. 71. Кривые «размагничивания» жёстких магнитных материалов. *а* — размагничивающие участки петель гистерезиса, *б* — кривые магнитной энергии.

Фактическая остаточная индукция (формы) B_d меньше, чем B_r, её величина определяется точкой пересечения размагничивающей кривой с прямой сдвига [тангенс угла наклона которой по отношению к оси B ($\operatorname{tg}\alpha$ на рис. 71, *а*) равен размагничивающему фактору N магнита]. При заданном N, очевидно, тот материал будет наилучшим, у которого будут не только наибольшие значения B_r и H_c, но и форма размагничивающей петли будет наиболее близкой к прямоугольной (кривая *3* рис. 71,*а*).

Качество материала для постоянного магнита лучше всего характеризуется кривой магнитной энергии $(\mathbf{B}\cdot\mathbf{H}) = f(B)$, вычисляемой для различных точек размагничивающей кривой (см. рис. 71, *б*). Из этих кривых магнитной энергии видно, что наилучшие условия работы будут достигнуты в том случае, если прямая «сдвига» пересечёт кривую $B(H)$ в точке, которая одновременно соответствует $(\mathbf{B}\cdot\mathbf{H})_{max}$.

Жёсткие магнитные материалы можно условно разбить на две большие группы: а) стали, закаливаемые на мартенсит,

и б) α-сплавы (или дисперсионно твердеющие сплавы, или упорядочивающиеся сплавы с переменной структурой).

До 1932 г. мартенситные сплавы были основными магнитными материалами для постоянных магнитов. Наряду с простой углеродистой сталью ($H_c \sim 60$ *эрстед* и $B_r \sim 9000$ *гаусс*), которая обладает существенным недостатком — заметным магнитным старением, изготавливалось большое число легированных сталей. В качестве легирующих добавок пользовались вольфрамом, хромом, молибденом. Наилучшей по магнитным свойствам легированной сталью является кобальтовая сталь ($H_c = 250$ *эрстед*, $B_r \sim 11\,500$ *гаусс*), изобретенная в 1917 г. (Хонда). Особенно подробное исследование этих сталей было произведено Минкевичем, Старком и Займовским[251], а также Эрахтиным[252]. Недостатком кобальтовых сталей является их большая стоимость (из-за дефицитности кобальта).

Новой «эпохой» в производстве жёстких магнитных материалов явилось открытие в 1931 г. Мишима[253] нового тройного сплава из системы железо-никель-алюминий. Эти сплавы несравненно дешевле кобальтовой стали и в то же время обладают в 2—3 раза большей магнитной энергией, чем у последней. При составе этих сплавов в пределах: 11—14% Al, 23—28% Ni, остальное — железо, коэрцитивная сила достигает 400—600 *эрстед*, а остаточная индукция $\sim$ 6000—7000 *гаусс*.

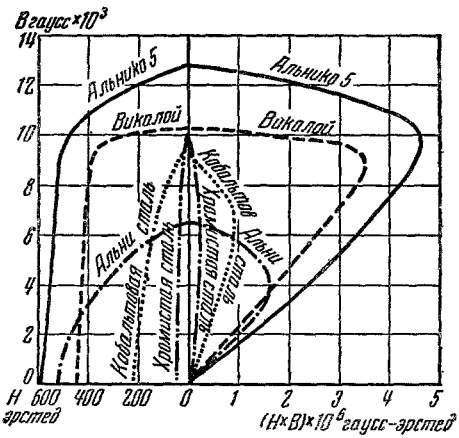


Рис. 72. Типичные кривые размагничивания и магнитной энергии магнитно-жестких материалов.

Технологическим недостатком этих сплавов является их необычайная механическая твёрдость и хрупкость. Эти сплавы нельзя ковать и обрабатывать резанием. Единственный способ получения изделий из железо-никель-алюминиевой стали это — литье.

После первой работы Мишима (1931) началось бурное исследование свойств сплавов из системы железо-никель-алюминий, а также более сложных сплавов из этой системы с различными добавками (кобальт, медь и др.). На рис. 72 приведены типичные кривые размагничивания и магнитной энергии высококоэрцитивных сплавов этого типа. В таблице IX приведены основные магнитные данные для ряда жестких магнитных материалов. Окончательная картина диаграммы состояния этих сплавов, намеченная в работе Брейдли и Тейлора, была получена в ряде фундаментальных работ Б. Г. Лив-

Таблица IX

Некоторые свойства типичных жёстких магнитных материалов по данным мировой литературы

Название материала	Химический состав (весовые %)	H_c (*эрстед*)	B_r (*гаусс*)	$(B \cdot H)_{max} \times 10^{-6}$ (*гаусс · эрстед*)	Примечание
0,65% углеродистая сталь	0,65 C; 0,85 Mn; ост. Fe	42	10 000	0,18	
1,0% углеродистая сталь	1,0 C; 0,50 Mn; ост. Fe	51	9 000	0,20	
Вольфрамовая сталь	6,0 W; 0,7 C; 0,3 Mn; ост. Fe	65	10 500	0,30	
1,0% хромистая сталь	0,9 Cr; 0,60 C; 0,45 Mn; ост. Fe	52	10 000	0,23	
6,0% хромистая сталь	6,0 Cr; 1,1 C, 0,40 Mn; ост. Fe	74	9 500	0,30	
40% кобальтовая сталь	40 Co; 0,7 C; 5 W; 4,25 Cr, ост. Fe	242	10 000	1,03	
Ремаллой	12 Co; 17 Mo (или Cr); ост. Fe	250	10 500	1,40	
Альни (сталь Мишима)	25 Ni; 12 Al; ост. Fe	500	7 000	1,40	
Альнико 5 (алькомакс)	24 Co; 14 Ni; 8 Al; 3 Cu; ост. Fe	650	12 700	5,50	
Кунико II	35 Cu; 24 Ni; 41 Co	450	5 300	0,99	
Кунифе I	60 Cu; 20 Ni; 20 Fe	590	5 700	1,85	
Вектолит	30 Fe_2O_3; 44 Fe_3O_4; 26 Co_2O_3	900	1 600	0,50	Удельн. эл. сопр. $225 \cdot 10^6$ *ом/см*
Новая сталь KS (Альнико XII)	35Co; 18 Ni; 6 Al; 8 Ti; ост. Fe	1000	6 100	1,65	
Магнико	13,5 Ni; 8 Al; 24 Co; 3 Cu; ост. Fe	580	13 300	4,50	Займовский
Викаллой II	13 V; 35 Fe; 52 Co	450	10 000	3,00	

Продолжение табл. IX

Название материала	Химический состав (весовые %)	H_c (эрстед)	B_r (гаусс)	$(B \cdot H)_{max} \times 10^{-6}$ (гаусс·эрстед)	Примечание
Альниси	34 Ni; 14 Al; 10 Si; ост. Fe	800	4 200	1,10	Займовский
Сильманал	86,7 Ag; 8,8 Mn; 4,4Al	590	6 300	0,085	
Платиновые сплавы	77,8 Pt; 22,2 Fe 76,7 Pt; 23,3 Co	1 570 2 700	5 830 4 500	3,07 4,00	

шица[235г]. Меськиным[235а], Займовским[235б], Лившицем[235г] и их сотрудниками были проведены широкие исследования по влиянию легирующих добавок на свойства железо-никель-алюминиевых сплавов и разработана научно обоснованная технология их производства.

Комар и Тарасов[198] произвели наиболее тщательное и подробное рентгенографическое исследование этих сплавов и дали убедительное непосредственное доказательство того, что наивысшие магнитные свойства являются следствием так называемой переменной структуры, возникающей в этих сплавах на ранних стадиях процессов упорядочения.

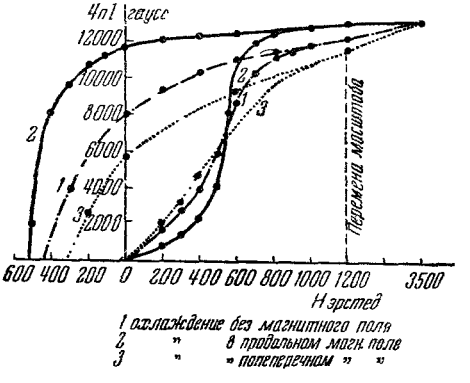


Рис. 73А. Кривые намагничивания и размагничивающие участки нисходящей ветви петли гистерезиса сплава «альнико». (По данным Шура и Шубиной.)

Шур и Шубина[254а] и Шур и Штуркин[254б] произвели наиболее полное исследование кривых намагничивания и кривых магнитострикции ряда высококоэрцитивных сплавов (см. рис. 73А,Б,В,Г). Сопоставление этих магнитных данных с диаграммой состояния (Лившиц) и рентгенографическими данными (Комар) позволяет сделать ряд высказываний о магнитной структуре высококоэрцитивных сплавов. Для полноты картины здесь следует ещё добавить результаты термомагнитной обработки этих сплавов. Как показали впервые Оливер и Шедден[255], а также Шур[256], после охлаждения сплавов альнико и альни в постоянном

магнитном поле от температур выше точки Кюри, эти сплавы становятся магнитно анизотропными.

Наибольший эффект эта обработка даёт на магнитножёстких сплавах с более сложным составом (Fe — Al — Ni — Co — Cu), как

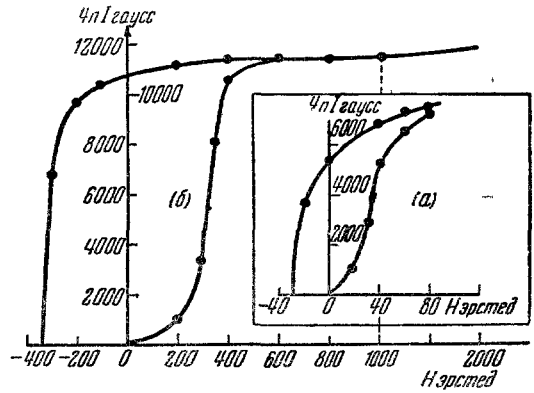


Рис. 73Б. Кривые намагничивания и размагничивающие участки нисходящей ветви петли гистерезиса сплава викаллой. (По данным Шура и Шубиной.)

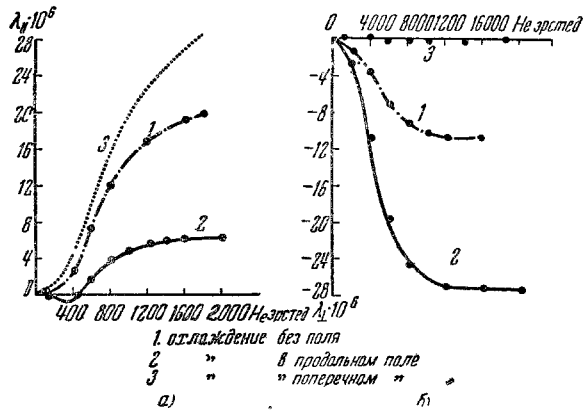


Рис. 73В. Кривые продольной (*а*) и поперечной (*б*) магнитострикции сплава «альнико» до и после термомагнитной обработки. (По данным Шура и Штуркина.)

это было показано Кайзером[257], Джонсом и др.[258] и Займовским[259]. Последний назвал сплав, подвергнутый такой обработке, «магнико». На рис. 74 приведено сравнение кривых размагничивания и магнитной энергии сплава типа «магнико». Из кривых видно, что в этом

случае получают рекордную величину максимальной магнитной энергии $(\mathbf{H}\cdot\mathbf{B})_{max}\sim 5\cdot 10^6$ *гаусс·эрстед* при намагничивании образцов вдоль направления поля, приложенного при термомагнитной обработке. Кривая намагничивания «магнико» (рис. 73А) и викаллоя (рис. 73Б), а также кривые продольной и поперечной магнитострикции (рис. 73В и Г) указывают на ярко выраженную магнитную текстуру в этих материалах после соответствующих обработок. Кроме того, из вида начальной кривой намагничивания есть все основания предполагать, что процесс намагничивания в этих материалах идёт путём вращения векторов самопроизвольной намагниченности [254,78].

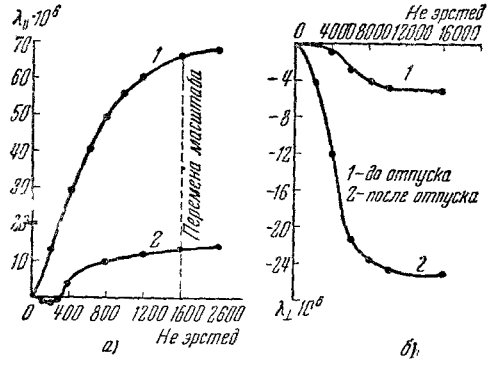


Рис. 73Г. Кривые продольной (*а*) и поперечной (*б*) магнитострикции сплава викаллой до и после отпуска (по данным Шура и Штуркина).

Наряду со сплавами на основе системы железо-никель-алюминий, за последнее время получили распространение сплавы железо-никель-медь и железо-кобальт-ванадий (викаллой) (см., например, рис. 73Б и Г). Эти сплавы имеют более благоприятные пластические свойства, которые позволяют подвергать их механической обработке (прокатка, резание и т. п.).

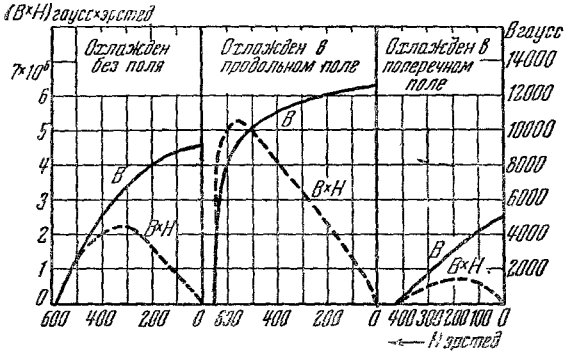


Рис. 74. Влияние термомагнитной обработки на магнитные свойства высококоэрцитивного сплава (альнико).

Особыми магнитными свойствами обладает материал, изготавливаемый путём спрессовывания и прокалки в разных пропорциях порошкообразной окиси железа (Fe_3O_4) и феррита кобальта $CoO\cdot Fe_2O_4$. После термомагнитной обработки этот сплав имеет $B_r\cong 4000$ *гаусс*, $H_c\sim 600$ *эрстед* и $(\mathbf{B}\cdot\mathbf{H})_{max}\sim 1{,}3\cdot 10^6$ *гаусс·эрстед*; вместе с тем этот материал имеет очень маленькую плотность (3,55 *г/см*^{3}) и высокое электросопротивление. На рис. 75 приведена петля гистерезиса этого материала.

Весьма большой коэрцитивной силой обладают некоторые сплавы из неферромагнитных компонент (сплав состава Ag_5MnAl[260] $H_c \sim$ ~ 5500 *эрстед*), а также сплавы платины с железом и кобальтом (см. табл. IX).

15. ВЛИЯНИЕ САМОПРОИЗВОЛЬНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА НЕМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Существование самопроизвольной намагниченности I_s в ферромагнетиках, как уже упоминалось (см. § 10), проявляется не только в их своеобразном магнитном поведении, но и вообще все свойства ферромагнетиков, благодаря наличию I_s, в той или иной степени отличаются от свойств неферромагнитных тел. В частности, выше (§ 10) уже была рассмотрена так называемая ферромагнитная аномалия теплоемкости вблизи температуры ферромагнитного превращения. Существенно отметить, что все эти особенности, характеризующие ферромагнетизм, проявляются независимо от внешнего магнитного состояния ферромагнетика (т. е. они имеют место как в размагниченном, так и в намагниченном состояниях). Наиболее ярко ферромагнитные аномалии проявляются в тепловых, механических (упругих), электрических, гальвано-магнитных и оптических свойствах. На кратком описании некоторых из них мы и остановимся ниже.

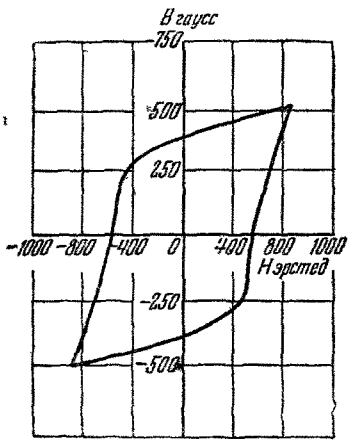


Рис. 75. Петля гистерезиса ферроида кобальта ($CoOFe_2O_4$) + + (Fe_3O_4) (после термомагнитной обработки).

а) Тепловые свойства

Изменения тепловой энергии, сопровождающие процессы намагничивания и перемагничивания ферромагнетиков, могут быть как обратимые, так и необратимые.

Из общих термодинамических соображений следует, что в ферромагнетике при его адиабатическом намагничивании имеет место обратимое изменение температуры (магнетокалорический эффект). Этот эффект был открыт Вейссом[261]. Изменение свободной энергии при истинном намагничивании равно

$$dF_0 = HdI_s,$$

поэтому плотность энтропии, соответствующая этой части термодинамического потенциала, равна

$$S_0 = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_H = -H\left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_H. \qquad (15.1)$$

Свободная энергия магнитной анизотропии, согласно (12.5), даёт для энтропии выражение

$$S_{\text{аниз}} = -\left(\frac{\partial F_{\text{аниз}}}{\partial T}\right)_H = -\left(\frac{\partial k}{\partial T}\right)_H \sum \alpha_i^2 \alpha_k^2. \qquad (15.2)$$

С другой стороны, изменение энтропии определяется равенством

$$\Delta S = C_{p,H} \frac{\Delta T}{T}. \qquad (15.3)$$

Поэтому, выбирая в качестве независимых переменных H, p, α_i, находим из (15.1) — (15.3) для сильных полей (где $I \sim I_s$)

$$\Delta T = -\frac{T}{C_{p,H}}\left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_H \Delta H - \frac{T}{C_{p,H}}\left(\frac{\partial k}{\partial T}\right)_H \Delta \sum \alpha_i^2 \alpha_k^2 = \Delta T_w + \Delta T_{\text{аниз}}. \qquad (15.4)$$

Вейсс исследовал магнетокалорический эффект при температурах, близких к точке Кюри (ΔT_w). Это исследование впервые дало возможность определить температурную зависимость самопроизвольной намагниченности. Действительно, из (15.4) можно получить зависимость ΔT_w от I, а именно при $T < \Theta_f$

$$\Delta T_w = \frac{\mathfrak{N}}{C_{I,p}}\left(I^2 - I_s^2\right), \qquad (15.5)$$

где I — измеряемая результирующая намагниченность, а I_s — самопроизвольная часть её ($I > I_s$). На рис. 76 приведены опытные кривые ΔT_w $(I^2)_{T=\text{const}}$ по данным Поттера[262] для железа. Экстраполяция этих кривых к оси I^2 и даёт значения $I_s(T)$.

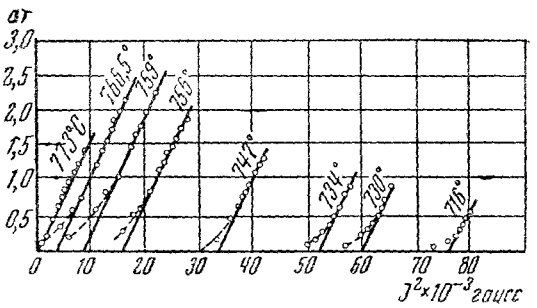


Рис. 76. Определение самопроизвольной намагниченности по измерениям магнетокалорического эффекта: $\Delta T = f(I^2)$.

Величина $\Delta T_{\text{аниз}}$ была предсказана и обнаружена Акуловым и Киренским[263]. Эти авторы обнаружили изменение температуры монокристаллического диска ферромагнетика при его вращении в сильном постоянном магнитном поле в области низких температур (где практически отсутствует истинная намагниченность). На рис. 77 приведены результаты измерений $\Delta T_{\text{аниз}}$, произведённых Акуловым и Киренским[263] на монокристалле никеля. Вонсовским[119а] была предсказана возможность наблюдения изменения величины теплоёмкости при различных ориентациях намагниченности насыщения в

ферромагнитных монокристаллах, в силу существования члена типа (15.2) в выражении для энтропии.

Большое количество работ, начиная с Варбурга[264] (1881), посвящено исследованию необратимых изменений тепла Q_{irr}, вызванных гистерезисом при перемагничивании ферромагнетиков. Величина Q_{irr} определяется площадью петли гистерезиса

$$Q_{irr} = -\oint H\delta I. \qquad (15.6)$$

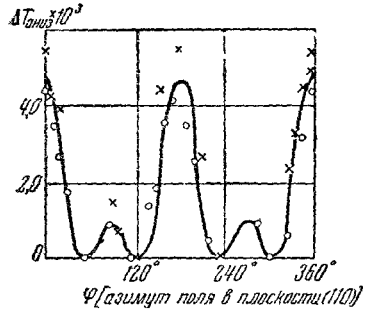


Рис. 77. Кривая магнетокалорического эффекта $\Delta T_{аниз}$ в монокристалле никеля (магнитное поле лежит в плоскости (110). (По Акулову и Киренскому.)

Опыты позволили разделить наблюдаемый суммарный тепловой эффект на необратимую часть, связанную с необратимыми процессами смещения, и обратимую, — связанную с обратимыми процессами вращения (Акулов и Киренский).

б) Магнитострикция

Из опыта известно, что кривые намагничивания могут очень резко изменять свою форму, если ферромагнетик подвергнут действию внешних напряжений.

На рис. 78 в качестве примера приведены кривые намагничивания образцов, подвергнутых действию различных односторонних растягивающих или сжимающих нагрузок. В случае пермаллоя (рис. 78а) растяжение приводит к увеличению проницаемости в слабых полях и к более быстрому достижению насыщения.

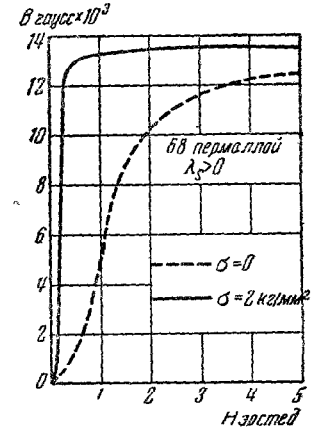


Рис. 78а. Влияние одностороннего упругого растяжения (σ) на кривую намагничивания 68-пермаллоя (положительная магнитострикция, $\lambda_s > 0$).

В никеле (рис. 78б) растяжение производит обратное действие. В железе растяжение увеличивает проницаемость в слабых полях и уменьшает ёе в более сильных (рис. 78в). Такая зависимость формы кривых намагничивания ферромагнетиков от внешних напряжений есть следствие явления магнитострикции, т. е. зависимости формы и объёма ферромагнетика от его намагниченности. Это явление было открыто уже очень давно Джоулем (1842) и теоретически исследовано Максвеллом и Гельмгольцем. Магнитострикционный эффект можно сразу получить из общих термодинамических соображений.

В частности, из основного термодинамического уравнения (4.17) следует, что

$$\left(\frac{\partial I}{\partial p}\right)_{H,\,S} = -\left(\frac{\partial v}{\partial H}\right)_{p,\,S}, \tag{15.7}$$

т. е. что зависимость намагниченности от давления связана с зависимостью объёма тела от напряжённости поля.

Уравнение (15.7) легко преобразовать для случая односторонних напряжений $\sigma\left(=-\frac{p}{s}\right)$ и изменений линейных размеров $l\left(=\frac{v}{s}\right)$ тела (линейная магнитострикция, s—сечение образца).

А именно,

$$\left(\frac{\partial I}{\partial \sigma}\right)_{H,\,S} = \left(\frac{\partial l}{\partial H}\right)_{p,\,S}. \tag{15.8}$$

Различное влияние растяжения и сжатия на пермаллой, никель и железо (рис. 78) связано с различными знаками магнитострикцион-

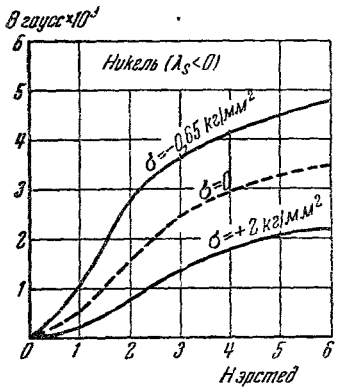


Рис. 78б. Влияние одностороннего упругого растяжения ($\sigma = +2$ *кг/мм*²) и сжатия ($\sigma = -0{,}65$ *кг/мм*²) на кривую намагничивания никеля (магнитострикция отрицательная, $\lambda_s < 0$).

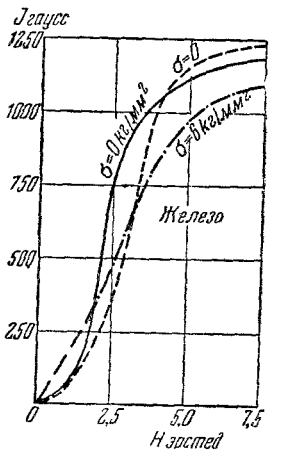


Рис. 78в. Влияние одностороннего упругого растяжения ($\sigma > 0$) на кривую намагничивания железа (магнитострикция меняет знак).

ного эффекта в этих ферромагнетиках. Из рис. 79 видно, что в никеле магнитострикция $\left(\frac{\Delta l}{l_0}\right)$ при всех полях отрицательная, в пермаллое — положительная, а в железе при слабых полях положительная, а при сильных — отрицательная.

Начало современному изучению явления магнитострикции было положено работами Акулова[265, 114] (1928), который впервые дал правильное объяснение этому явлению в ферромагнитных кристаллах

и указал пути дальнейшего сознательного изучения этого важного явления.

Согласно теории Акулова, в ферромагнетике, при его охлаждении ниже температуры Кюри, возникают самопроизвольные деформации (самопроизвольная магнитострикция *), связанные с тем, что при возникновении самопроизвольной намагниченности, т. е. параллельной ориентации электронных спинов, в кристалле изменяются условия равновесия между узлами решётки [1196] и происходит её деформация (магнитострикционная) (см. § 12). Такая деформация происходит в каждой области самопроизвольной намагниченности. Эти деформации, как мы видели, анизотропны (см. § 12) и, например, в кубических кристаллах характеризуются в первом приближении двумя константами λ_{100} и λ_{111} (см. 12.7). Если ферромагнитный кристалл в целом ненамагничен, то самопроизвольная магнитострикция не проявляется, её можно обнаружить лишь при процессах технического намагничивания. Кривые магнитострикции (рис. 79) и являются результатом измерения изменений длины ферромагнетика вдоль направления намагничивающего поля при изменении в нём распределения самопроизвольной намагниченности. В области процесса вращения, исходя из закона анизотропии Акулова (12.7), можно рассчитать кривые магнитострикции монокристаллов.

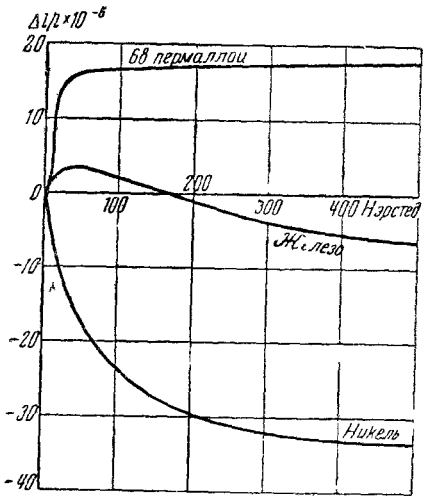


Рис. 79. Кривые магнитострикции поликристаллических железа, никеля и 68-пермаллоя.

В области слабых полей, где основную роль играют процессы смещения границ между областями самопроизвольной намагниченности, расчёт кривых магнитострикции представляет большие трудности. Акулов [266] и затем Гайзенберг [267] разработали схему статистического расчёта (статистика областей самопроизвольной намагниченности) изменений концентраций различных магнитных фаз, которую они с успехом применили к расчёту кривых магнитострикции. Этот метод был развит далее Акуловым и Кондорским [268], которые наряду с определением кривых магнитострикции недеформированных кристаллов учли влияние внешних упругих напряжений на эти кривые **),

*) Иногда это явление называют (не совсем удачно) «термострикцией».
**) Экспериментально эти расчеты подтвердил Джиренчин [276].

а также получили объяснение аномалии упругих свойств ферромагнитных кристаллов*) (явление механострикции или ΔE-эффект — аномальное уменьшение модуля Юнга в ферромагнетиках при их намагничивании). Владимирский[269] применил статистический метод Акулова для расчёта кривых магнитострикции поликристаллов.

Наряду с исследованием кривых магнитострикции представляет большой интерес изучение зависимости магнитострикции насыщения λ_s от направления вектора I_s в монокристалле. На рис. 80 приведено сравнение теоретической кривой $\lambda_s(\varphi)$, рассчитанной Акуловым по формуле (12.7) с опытными данными для монокристалла никеля [при

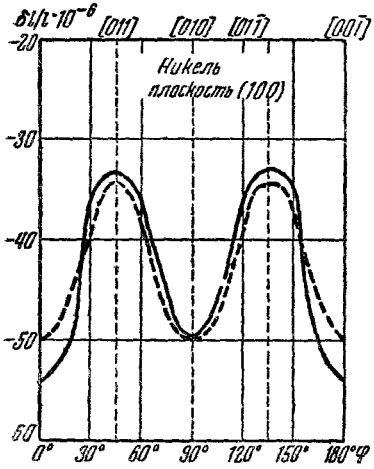


Рис.80 .Сравнение теоретической кривой $\lambda_s(\varphi)$ (пунктир) (Акулов) с экспериментальными данными.

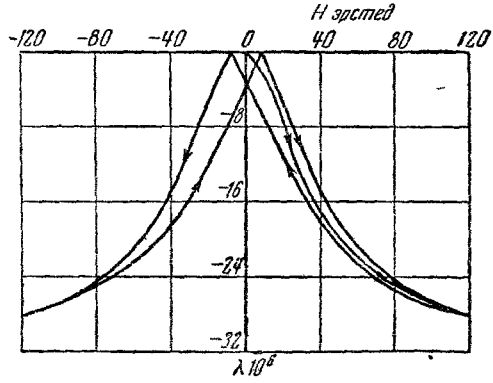


Рис. 81. Петля гистерезиса магнитострикции никеля. (По данным Шура.)

намагничивании в плоскости (100)], по данным Хонда и др.[270]; совпадение получается очень хорошим. Титов[271] произвёл аналогичное сравнение для монокристаллов железа.

Магнитострикция ферромагнетиков обладает явлением гистерезиса. На рис. 81 приведена типичная петля гистерезиса для магнитострикции (никель).

Константы магнитострикции точно так же, как и константы магнитной анизотропии, весьма сильно зависят от температуры. Согласно классическому расчёту Акулова[265] и Беккера[272], константы магнитострикции должны зависеть от температуры так же, как I_s^2. Однако опыт в ряде случаев (Штуркин[273], Кая и Такаки[274], Дьяков[275]) не подтверждает такой простой зависимости. Квантовый расчёт[199б]

*) Экспериментально проверенное Бычковым[281].

даёт более сложную температурную зависимость $\lambda_s(T)$, которая качественно подтверждается опытом.

Константы магнитострикции ферромагнитных сплавов весьма сложно зависят от состава. На рис. 82 приведена такая зависимость от состава констант λ_{100} и λ_{111} для сплавов из системы железо-никель. Из рис. 82 видно, что правило простой аддитивности в этом случае не выполняется. Существующая квантовая теория магнитострикции [119б] позволяет получить зависимость констант λ_s от состава и степени порядка сплава. В первом приближении для неупорядоченных сплавов имеет место квадратичная зависимость от концентраций компонент.

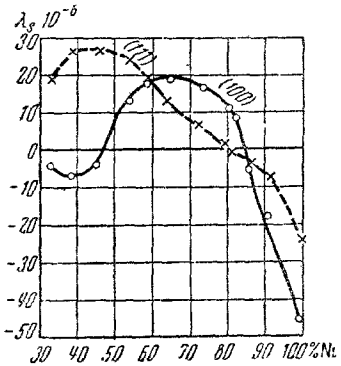


Рис. 82. Зависимость величины констант магнитострикции (λ_{100}, λ_{111}) от состава сплава системы железо-никель.

Шур и Хохлов [277, 78] впервые отчётливо подчеркнули важность исследования кривых магнитострикции для получения и определения магнитной текстуры ферромагнитных материалов. Эти кривые являются одним из наиболее чувствительных индикаторов характера распределения концентрации магнитных фаз в ферромагнетике. Действительно, например, если материал полностью магнитно текстурован, т. е. в нём имеется всего лишь две магнитные фазы (антипараллельно намагниченные), то кривая магнитострикции, снятая вдоль направления намагниченности этих фаз, совпадает с осью абсцисс. Наоборот, кривая, снятая вдоль направления, перпендикулярного к вектору $\mathbf{I}_s$ в этих двух магнитных фазах, даёт кривую магнитострикции с максимальной величиной насыщения λ_s.

Кроме линейной магнитострикции, в ферромагнетиках наблюдается также объёмная магнитострикция (изменение объёма ферромагнетика при его намагничивании). Точно так же как и линейная магнитострикция, этот эффект имеет место и при истинном и при техническом намагничивании ферромагнетиков. Кроме того, как показал теоретически Беккер [278] и подтвердил на опыте Корнецкий [279], объёмная магнитострикция зависит и от формы намагничиваемого ферромагнитного образца. Подробное теоретическое исследование объёмной магнитострикции дал Симоненко [280] который, используя закон анизотропии Акулова, без всяких добавочных предположений, вводимых Беккером [278], получил ход объёмной магнитострикции для всех участков кривой намагничивания.

В ряде ферромагнитных сплавов магнитострикция парапроцесса (истинная магнитострикция) имеет аномально большое значение даже при низких температурах (вдали от точки Кюри), как и само истинное намагничивание [282].

Систематическое изучение магнитоупругих свойств этих сплавов было предпринято Беловым[283], который впервые обнаружил изменение намагниченности насыщения при упругом растяжении в ферромагнитных веществах (сплавы 64% Fe — 36% Ni и 44% Fe — 56% Pt) (рис. 83) *).

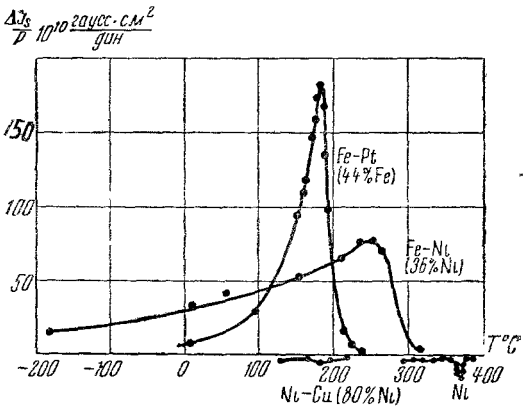


Рис. 83. Температурная зависимость изменения самопроизвольной намагниченности под действием односторонних растяжений. (По Белову.)

Существование самопроизвольной магнитострикции проявляется также в аномалиях теплового расширения ферромагнетиков. Ферромагнетики с отрицательной магнитострикцией имеют несколько меньшие размеры ниже точки Кюри, а с положительной — несколько большие, чем это соответствует объёмному тепловому расширению. Вблизи точки Кюри, где исчезает самопроизвольная намагниченность и сопровождающая её самопроизвольная деформация, с нагреванием происходит или уменьшение результирующего расширения (при $\lambda > 0$) или увеличение (при $\lambda < 0$). В точке Кюри наблюдается острый минимум ($\lambda > 0$) или максимум ($\lambda < 0$) термического коэффициента расширения α. На рис. 84 в качестве иллюстрации приведены опытные кривые температурной

---

*) Результат Белова может быть интерпретирован на основании простых термодинамических соотношений (не приведённых автором). Действительно, из (15.8) следует, что при $I = I_s$ $\left(\frac{\partial I_s}{\partial \sigma}\right)_{H,T} = \left(\frac{\partial I}{\partial H}\right)_{\sigma,T}$ (σ — одностороннее растяжение). Вблизи точки Кюри в первом приближении можно считать, что I_s есть функция $\frac{T}{\Theta}$ [см., например, (10.7)], поэтому

$$\left(\frac{\partial I_s}{\partial \sigma}\right)_{H,T} = \frac{\partial I_s}{\partial\left(\frac{T}{\Theta}\right)} \frac{\partial\left(\frac{T}{\Theta}\right)}{\partial \sigma} = -\frac{T}{\Theta}\left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_{\sigma}\frac{\partial \Theta}{\partial \sigma}.$$

Из этой формулы сразу следуют выводы работы Белова о связи изменения насыщения I_s при растяжении с $\frac{\partial I_s}{\partial T}$ и со знаком и величиной смещения точки Кюри при растяжении (при условии что I_0, т. е. насыщение при 0° К, не зависит от σ).

зависимости этого коэффициента $\alpha(T)$ для сплавов системы железо-никель с различными знаками магнитострикции.

Эта аномалия коэффициента термического расширения α находит себе важное техническое применение в получении материалов с заданным температурным ходом $\alpha(T)$ — проблема так называемых «инваров». В частности, может случиться, что «аномальная» ферромагнитная часть коэффициента α в некотором интервале температур может точно скомпенсировать обычную «немагнитную» часть коэффициента. Такой сплав был впервые обнаружен Гильомом[284] (1897) в системе железо-никель (35% Ni). Эти сплавы подробно изучил Мозумото[284]. Акулов[114] на основе своей теории чётных эффектов связал величину ферромагнитной части коэффициента термического расширения с ферромагнитной частью теплоёмкости. Развитие этой теории и экспериментальное доказательство ферромагнитной природы сплавов типа инвар принадлежит Белову[285].

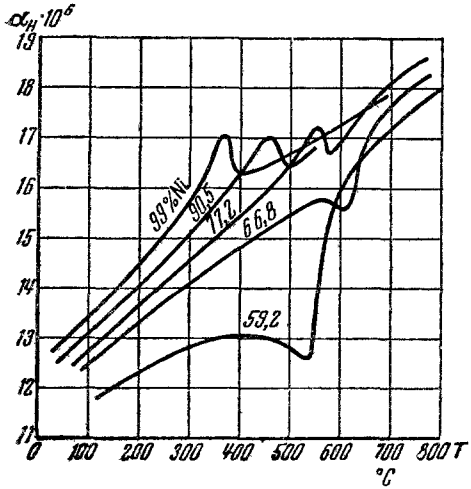


Рис. 84. Опытные кривые температурной зависимости коэффициента теплового расширения в сплавах системы железо-никель.

Вследствие явления магнитострикции в ферромагнетиках при их периодическом намагничивании возникают механические колебания. С другой стороны, при наложении на ферромагнетик внешних колебаний, в нём, опять-таки в силу магнитострикции, начинают происходить обратимые и необратимые смещения границ между областями самопроизвольной намагниченности, что может изменить весь характер затухания механических колебаний. Магнитострикционные колебания начинают находить широкое применение в технике[286].

в) Электрические, гальвано-магнитные, термоэлектрические, термомагнитные и оптические свойства ферромагнетиков

В случае ферромагнетиков перечисленные свойства имеют специфический характер. Во-первых, они все имеют аномальный температурный ход; в большинстве случаев в точке Кюри имеет место резкий максимум или минимум (скачок) температурного коэффициента соответствующей величины (электропроводности, термо-э. д. с., тепло-

проводности и т. п.). Во-вторых, величина этих эффектов зависит от ориентации самопроизвольной намагниченности в кристалле и от распределения концентраций различных магнитных фаз по объёму ферромагнетика. Первый тип аномалий связан с самим существованием самопроизвольной намагниченности и поэтому определяется в основном обменными силами. Второй же тип аномалий является следствием процессов технического намагничивания, т. е. определяется магнитным взаимодействием в ферромагнитном кристалле.

Опыт показывает, что температурная зависимость электросопротивления ферромагнетиков $\rho(T)$ не похожа на таковую зависимость для неферромагнитных металлов. На рис. 85 это иллюстрируется сравнением кривых $\rho(T)$ никеля и подобного ему по таблице Менделеева элемента палладия. Масштаб у кривых различный и подобран так, чтобы выше точки Кюри, где оба металла не ферромагнитны, кривые совпадали. Ниже точки Кюри кривые резко расходятся, кривая $\rho(T)$ для никеля идёт ниже кривой для палладия. Отрицательная величина разности ординат этих кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ (ρ_0 — электросопротивление при 0° С) при $T < \Theta$ и является «аномальным» уменьшением электросопротивления никеля в ферромагнитном состоянии ($T < \Theta$), связанным с самопроизвольной намагниченностью. Опыты Герлаха[287] и др. показали, что по крайней мере для температур, близких к точке Кюри ($T \leqslant \Theta$), имеет место простая связь

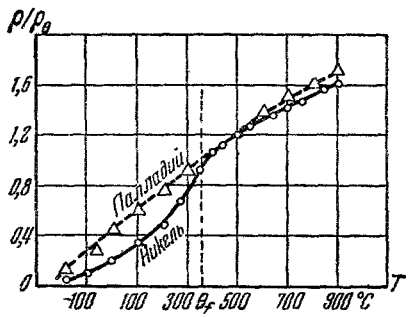


Рис. 85. Сравнение температурной зависимости удельного электросопротивления никеля и палладия.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = aI_s^2. \tag{15.9}$$

Герлах[287] и Энглерт[288] указали способ определения величины и температурной зависимости самопроизвольной намагниченности с помощью измерения величины $\Delta\rho$. Дело в том, что при температурах вблизи точки Кюри ($T \leqslant \Theta$) и выше неё имеет место истинное намагничивание, которое также вызывает уменьшение сопротивления, пропорциональное I^2 *). Однако тип кривых $\Delta\rho = f(I^2)$ выше и ниже точки Кюри, как это явствует из рис. 86, существенно различный.

При $T > \Theta$ (парамагнитная область) кривые (изотермы) $\Delta\rho(I^2)$ проходят через начало координат с угловым коэффициентом $\left|\frac{\Delta\rho}{\Delta I^2}\right|$, воз-

*) См. примечание в конце статьи, стр. 179.

растающим с температурой. При $T < \Theta$ (ферромагнитная область) кривые пересекают ось I^2 при $I^2 \neq 0$. Таким образом при $T < \Theta$ изотермическое уменьшение электросопротивления в силу истинной намагниченности оказывается пропорциональным разности между квадратом результирующей намагниченности I^2 и некоторым начальным значением, величина которого растет с уменьшением температуры. Это начальное значение, согласно Герлаху и Энглерту, и есть самопроизвольная намагниченность. Этот вывод полностью подтверждается совпадением значений $I_s(T)$, полученных из кривых рис 86, со значениями $I_s(T)$, полученными из измерений магнетокалорического эффекта (см. рис. 76).

На основании общих соображений[289, 294] квантовой теории металлов можно утверждать, что ферромагнетизм переходных металлов обусловлен в основном d электронами, а проводимость s-электронами Внешние s-электроны атомов ферромагнетиков ведут себя в кристалле так же, повидимому, как и в других металлах Их температура вырождения есть величина порядка 10^4, в то время как точка Кюри в типичных ферромагнетиках величина $\sim 10^3$. Можно предположить, что все аномалии электропроводности ферромагнетиков обусловлены либо одними d-электронами, либо их искажающим влиянием на s-электроны.

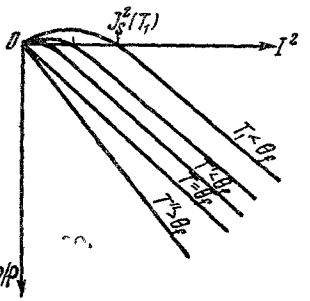


Рис. 86 Определение самопроизвольной намагниченности из измерений изменения электросопротивления при намагничивании

Рассмотрим сначала первую возможность, т е. не будем принимать во внимание внешние s-электроны. Для этого надо обратиться к полярной модели (см. § 11[99 289]), которая допускает наряду с процессами обмена также и процессы перехода электронов от одного атома к другому, даже если там уже есть один электрон Полярные состояния могут быть энергетически более выгодными если соответствующая им ширина энергетической полосы столь велика, что ее минимальные уровни лежат ниже минимальных уровней неполярной полосы. Полярные состояния характеризуются числом квазичастиц «двоек»; среднее значение числа этих двоек $\bar{s}$ и играет роль эффективного числа электронов проводимости (s-электронов) в этой модели. Свободная энергия ферромагнетика в полярной теории зависит от числа двоек, от числа ферромагнонов и от температуры. Равновесные значения эффективного числа электронов проводимости и самопроизвольной намагниченности находим из условий минимума полной свободной энергии. Приближенно свободную энергию можно представить в виде суммы двух членов — члена $\Phi_1(\bar{s})$, условно называемого

свободной энергией электронов проводимости и зависящего от числа последних $\bar{s}$, и члена $\Phi_2(\bar{s},\bar{m})$, который можно назвать свободной энергией ферромагнетизма и который зависит от самопроизвольной намагниченности $\bar{m}$, числа электронов проводимости и обычных термодинамических параметров (температура, давление), от которых, конечно, зависит и первое слагаемое. Выше точки Кюри второй член равен нулю, а равновесное значение числа электронов проводимости определяется из условий минимума для первого слагаемого

$$\Phi_1'(\bar{s}_0)=0, \quad \Phi_1''(\bar{s}_0)>0. \tag{15.10}$$

Ниже точки Кюри условия минимума свободной энергии гласят

$$\Phi_1'(\bar{s})+\Phi_2'(\bar{s},\bar{m})=0. \tag{15.11}$$

Для температур, близких к точке Кюри, можно считать, что число электронов проводимости мало отличается от своего равновесного значения выше точки Кюри, и поэтому условие минимума (15.10) можно разложить по степеням разности $\Delta\bar{s}=\bar{s}-\bar{s}_0$, а тогда, если воспользоваться известным выражением Φ_2 (10.14) для температур, близких к точке Кюри, легко получить, что

$$\Delta s=\frac{ak\Theta}{\Phi_1''(\bar{s}_0)}\,\bar{m}^2, \tag{15.12}$$

где $a>0$ — постоянная, определяемая из (10.15), k — постоянная Больтцмана. Таким образом, с понижением температуры и с ростом самопроизвольной намагниченности растёт и число электронов проводимости $\Delta s>0$, а следовательно, сопротивление будет убывать, т. е.

$$\Delta\rho\sim -A\bar{m}^2 \quad (A>0), \tag{15.13}$$

как этого требует опытный закон Герлаха (15.9).

Однако против такой трактовки можно возразить, что всё это вообще не играет никакой роли, ибо основное в проводимости дают внешние электроны.

Для ответа на этот вопрос полезно вспомнить, чем определяется температурный ход электросопротивления в металле. В обычных телах сопротивление при высоких температурах пропорционально температуре по двум причинам: а) сопротивление обусловливается только столкновениями с фононами; число таких столкновений при обычных температурах пропорционально температуре, б) все остальные факторы, которые a priori могут влиять на сопротивление, в частности распределение электронов по скоростям, от температуры не зависят (например, в силу высокой температуры вырождения газа).

Если допустить, что такая «схема» имеет место и в ферромагнитных металлах, то для объяснений ферромагнитных «аномалий» нужно принять, что помимо столкновений с фононами могут быть и другие процессы, обусловливающие сопротивление. В частности, энергия электронов может непосредственно переходить в ферромаг-

нитную энергию электронного обмена и т. п. Такое представление развил Бете [90], указав возможный механизм такого типа переходов. Бете исходит из того, что электроны проводимости отличны от электронов ферромагнетизма. Тогда механизм передачи энергии может обусловливаться обменом между двумя типами электронов. s-электрон рассеивается в «сплаве» правых и левых спинов d-электронов. С этой точки зрения можно было бы получить сопротивление, считая атомы неподвижными (т. е. вообще отвлекаясь от существования фононов). Сопротивление обусловливалось бы тогда обменом s- и d-электронов.

Рассмотрение задачи обмена между s-электроном и системой d-электронов показало [289, 290], что электросопротивление в такой модели отсутствует: при наложении внешнего электрического поля ток нарастает безгранично.

Ясно, конечно, что при рассмотрении этой задачи нельзя считать распределение «нижних» d-электронов заданным. В самом деле, сами процессы обмена, которые нас сейчас интересуют, меняют не только состояние внешнего электрона, но и состояния внутренних. Поэтому единственным правильным рассмотрением здесь будет точное рассмотрение системы из $N+1$ электронов с учётом всевозможных сил взаимодействия между ними. В такой системе можно выделить три типа переходов [290]: перенос и два класса обмена ($s-d$ и $d-d$). Вторые два типа не дают переходов с током, а первый даёт. Таким образом, стационарные состояния системы обладают отличным от нуля током. Такая система качественно ничем не отличается от электрона обычной одноэлектронной теории металлов. При приложении электрического поля «кинетическая» энергия будет возрастать, остальные энергии не меняются. Компенсирующих процессов не будет. Таким образом, для получения конечного электросопротивления в этой схеме опять необходимо ввести фононы.

Итак, для объяснения аномалий электросопротивления ферромагнетика необходимо знать, как изменяется распределение электронов по скоростям. Такая гипотеза находит своё полное опытное подтверждение в аномалии теплоёмкости электронов переходных металлов и в более яркой форме — у ферромагнитных металлов. Только приходится предположить, что аномалии каким-то образом связаны с перераспределением не только d-, но и s-электронов проводимости.

Рассмотренный выше эффект изменения числа электронов проводимости в том предположении, что они совпадают с d-электронами ферромагнетизма (полярная модель), даёт пример этому общему положению.

Можно, однако, провести аналогичный расчёт [294], исходя из упоминавшейся уже выше (§ 11) модели, в которой s- и d-электроны трактуются различно, а не в единой полярной схеме. При этом для первой ориентировки можно считать, что d-электроны не имеют полярных состояний. Тогда, как мы видели, действие ($s-d$)-обмена эквивалентно действию мощного квази-магнитного молекулярного поля (аналогичного полю Розинга-Вейсса) со стороны d-электронов на

спины внешних электронов. При этом оказывается, что величина этой энергии $(s-d)$-обмена существенно зависит от состояния (энергии или квази-импульсов) s-электрона (см. 11.11). С другой стороны, эта энергия зависит и от самопроизвольной намагниченности. А так как величина последней — в особенности вблизи точки Кюри — существенно зависит от температуры, то и в «газе» s-электронов ферромагнетика при этом должно происходить заметное перераспределение электронов по квазиимпульсам, а также изменение величины их эффективной массы. В результате простых вычислений[294] можно легко получить, что вблизи точки Кюри

$$\Delta\rho \sim -B\left(\overline{m}_d+\overline{m}_s\right)^2, \tag{15.14}$$

где константа $B \sim 1$, а $\overline{m}_d+\overline{m}_s$ — суммарная самопроизвольная намагниченность d- и s-электронов, т. е. снова закон Герлаха (15.9). Таким образом, модель $(s-d)$-обменного взаимодействия, так же как и полярная модель, нетривиальным путём приводит к правильному результату. Тем не менее задача более детального изучения электросопротивления не снимается с повестки дня теории металлов.

Мотт[291] сделал попытку построить теорию электропроводности переходных металлов и, в частности, ферромагнетиков. При этом он принимает одноэлектронную трактовку для s- и d-электронов. Это является слабым местом теории, ибо одноэлектронная трактовка не может дать последовательного объяснения явлению ферромагнетизма.

Факт большой величины сопротивления у переходных металлов по сравнению с простыми он объясняет добавочной возможностью переходов s-электронов в d-полосу. «Выключение» d-электронов из проводимости Мотт объясняет большой эффективной массой этих электронов. Более строго эту задачу решил Вильсон[292], правда, для неферромагнитных переходных металлов. Для случая высоких температур он получил добавочный член в сопротивлении, линейно возрастающий с температурой. При низких температурах сопротивление убывает до нуля по показательному закону $\sim e^{-\frac{\Theta}{T}}$. Однако последние опыты Поттера[293] не подтвердили этих теоретических выводов.

Повидимому, расхождение между теорией и опытом обусловлено недостатком одноэлектронной трактовки всей проблемы.

Вонсовский[294] рассчитал электропроводность ферромагнетиков на основе упоминавшейся уже выше более общей теории, учитывающей взаимодействие между «внешними» и «внутренними» электронами. Расчёт проведён для случая низких температур. Рассматриваются столкновения между электронами и «ферромагнонами» (спиновыми волнами). Роль энергии возмущения, приводящей к переходам (с рождением или поглощением «ферромагнонов»), играет член в обменной энергии, учитывающий отклонение самопроизвольной намагниченности

от насыщения. При этом имеет место закон сохранения квазиимпульса для электрона и ферромагнона, в актах эмиссии и поглощения последних. Решая обычное кинетическое уравнение данной проблемы и принимая, что для ферромагнонов имеет место распределение Бозе, получаем, что специфическая для ферромагнетиков часть электросопротивления при низких температурах (самопроизвольная намагниченность очень близка к абсолютному насыщению) зависит от температуры по закону $\sim T^3$.

Можно несколько конкретизировать механизм взаимодействия между электронами и ферромагнонами, учитываемого в этом расчёте. Дело в том, что испускание одного ферромагнона эквивалентно увеличению намагниченности, а поглощение—уменьшению. Можно представить себе такое взаимодействие между электронами, например спиноорбитальное, при котором спин всей системы не является интегралом движения и не обязан сохраняться в каждом акте взаимодействия. Таким образом, среди указанных переходов, приводящих к эмиссии или поглощению магнона, возможны и такие, при каждом из которых спин s-электрона не меняется.

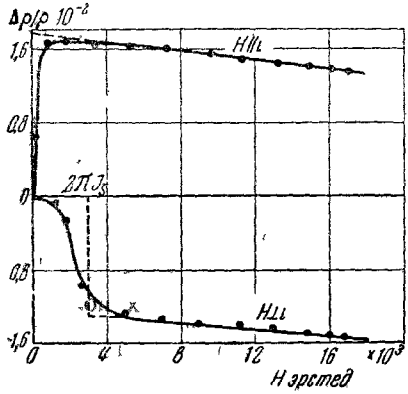


Рис. 87. Зависимость относительного изменения удельного электросопротивления чистого поликристаллического никеля от продольного ($H \parallel i$) и поперечного ($H \perp i$) намагничивания.

Но наверное возможны и такие переходы, при каждом из которых полный спин системы сохраняется. Например, при процессах $(s-d)$-обмена. В этом случае при каждом акте эмиссии или поглощения ферромагнона спин s-электрона должен соответствующим образом «переопрокинуться». При этом имеются две возможности: а) обменная энергия s-электрона A велика по сравнению со средней тепловой энергией, $A \gg kT$; но тогда переходы s-электронов с переопрокидыванием спинов несущественны из-за невозможности удовлетворить закону сохранения энергии, ибо при низких температурах число ферромагнонов с энергией, заметно превышающей $\sim kT$, ничтожно мало; б) обменная энергия s-электрона мала по сравнению с kT, $A \ll kT$. В этом случае переходы с переопрокидыванием спина ничем не отличаются от переходов без переопрокидывания.

Можно думать, следовательно, что найденный выше закон $\sim T^3$ является общим (универсальным) результатом теории и не зависит от конкретных модельных представлений.

Перейдём теперь к рассмотрению гальвано-магнитных явлений в ферромагнетиках, а именно, к эффекту изменения электросопротивления в магнитном поле (явление Томсона-Гольдгаммера) и эффекту Холла.

Опыт показывает, что при намагничивании ферромагнетика во внешнем магнитном поле его электросопротивление меняет свою величину. При этом можно интересоваться или изменением сопротивления, когда ток и поле параллельны (продольный эффект $\Delta\rho_{\parallel}$), или изменением сопротивления при взаимно перпендикулярной ориентации тока и поля (поперечный эффект $\Delta\rho_{\perp}$). На рис. 87 приведены типичные кривые $\Delta\rho_{\parallel}(H)$ и $\Delta\rho_{\perp}(H)$ по данным Энглерта[288] *). Из этих кривых видно, что продольный эффект в области технического намагничивания имеет положительный знак, а поперечный — отрицательный. В области сильных полей, где имеет место пара-процесс, обе кривые $\Delta\rho_{\parallel}(H)$ и $\Delta\rho_{\perp}(H)$ показывают практически одинаковое уменьшение электросопротивления, связанное с ростом истинной намагниченности (см. рис. 87). Акулов[296] на основании своего универсального закона магнитной анизотропии показал, что полученные им формулы для расчёта магнитострикции ферромагнитных кристаллов в области процесса вращения могут быть применимы для расчёта любых так называемых чётных эффектов (не зависящих от знака поля или намагниченности) — гальвано-магнитных, гальвано-упругих, термомагнитных, термоупругих и т. п. В области слабых полей, где намагничивание осуществляется процессами смещения, Акуловым был с успехом применён разработанный им, упоминавшийся уже статистический метод. Если в законе анизотропии ограничиться членами разложения не выше биквадратичных (относительно направляющих косинусов самопроизвольной намагниченности), что можно, как показал Акулов[114], сформулировать два общих правила для чётных эффектов.

1) В области процесса смещения изменение величины (упругих) чётных эффектов при слабых деформациях пропорционально, в первом приближении, первой степени внешних напряжений, а при намагничивании — пропорционально квадрату намагниченности. Отношение константы каждого упругого эффекта к константе соответствующего магнитного эффекта есть величина (приближённо) постоянная для всех эффектов и равная произведению начальной восприимчивости материала на константу магнитострикции насыщения, измеренную вдоль оси лёгкого намагничивания.

2) Сумма результатов измерений любого чётного эффекта по трём произвольным взаимно перпендикулярным направлениям (в отсутствии пара-процесса) равна нулю. Если же пара-процесс имеет место, то эта сумма растёт пропорционально изменению квадрата результирующей намагниченности ($\sim \delta I^2$).

*) Следует напомнить, что первое тщательное исследование количественной стороны этого явления принадлежит русскому физику Гольдгаммеру (произведено ещё в 1887 г. и опубликовано в «Учёных записках Московского Ун-та» и в Wiedem. Annal.)

Опытное обоснование теории чётных эффектов было дано почти исключительно советскими физиками, в основном школой Акулова.

Штейнберг и Мирошниченко[297] исследовали влияние ориентации самопроизвольной намагниченности на сопротивление никеля, железа и сплавов железо-никель. Одновременно они исследовали влияние растяжения и кручения на этот эффект. Эти же авторы показали, в согласии с теорией, что смещения 180°-границ не влияют на изменение сопротивления ферромагнетиков.

Подробное экспериментальное исследование Храмова и Львовой[298] термомагнитного и термоупругого эффекта находится в согласии с теорией Акулова. Феденев[299], изучая изменение сопротивления в железе и никеле под действием магнитного поля и слабых упругих напряжений, подтвердил упомянутые выше правила чётных эффектов. Белов[300] проделал аналогичную проверку теории при одновременном действии поля и напряжений на термоэлектродвижущую силу в ферромагнетиках. Акулов и Аннаев[301] показали, что анизотропия термо-э. д. с. в кристаллах железа описывается двумя константами (α_{100} и α_{111}). Феденев и Усков[302] нашли, что линейная связь между изменением электросопротивления и квадратом намагничения имеет место при всех температурах. Волков[303], изучая термоупругие и термомагнитные эффекты, обнаружил новую возможность исследовать внутренние напряжения по их влиянию на эти эффекты. Дальнейшие исследования в этом направлении производились Беловым и Волковым[304] для случая гальвано-упругого эффекта. Феденев и Вампилов[305] и Белов[306] исследовали влияние упругих напряжений на чётные эффекты. Белов[307] исследовал также вопрос о влиянии упругих напряжений на гистерезис чётных эффектов.

Акулов, Волков и Белов[308] обнаружили, что при растяжении железной проволоки, по которой предварительно был пропущен электрический ток, на концах её возникает электрическая разность потенциалов. Появление этой разности потенциалов происходит в результате изменения остаточного циркулярного намагничивания (созданного током) под влиянием растяжения.

Капица[309] исследовал изменение сопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ в ферромагнетиках в очень сильных магнитных полях. Акулов[310] дал также теорию анизотропии и «нечётных» эффектов (Холла, Керра, Нернста и др.).

В случае сплавов Гейслера[311], высококоэрцитивных сплавов и кремнистого железа, как показали опыты Шура и Дрожжиной[312] и Бейтса[313], наблюдается отклонение от 2-го правила чётных эффектов для эффекта Томсона ($\Delta\rho_{\parallel}$ и $\Delta\rho_{\perp}$ имеют одинаковый знак в области технического намагничивания). Эти отклонения не связаны с пара-процессом, а определяются, повидимому[314], тем, что в этих материалах играют существенную роль члены более высокого порядка относительно направляющих косинусов в законе анизотропии Акулова, которые не учитывались при выводе 2-го правила чётных эффектов.

Халилеев[295] исследовал изменения электросопротивления естественного магнетита в магнитном поле при низких температурах (от 80° до 120° К). При этом он показал, что электросопротивление магнетита в магнитном поле убывает. Относительное уменьшение электросопротивления $\Delta\rho/\rho$ имеет резко выраженный максимум при $T=111{,}4°$ К, достигая в поле 9000 *эрстед* 8% от всей исходной величины. Этот результат указывает на то, что при температуре 111,4° К магнетит претерпевает какое-то фазовое превращение второго рода, на что указывает резкий скачок на кривых $I(T)$, полученных Вейссом и Форрером*). Шур и др.[312] впервые отчётливо указали на то, что исследование кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho}=f(H)$ эффекта Томсона-Гольдгаммера является одним из удобнейших и чувствительнейших средств определения магнитной текстуры ферромагнетиков.

Совершенно особый характер носит эффект Холла в ферромагнетиках. Как впервые обнаружил Пюх[315] и окончательно установил Кикоин[316], величина холловской разности потенциалов E в ферромагнетиках определяется не величиной напряжённости магнитного поля, а величиной намагниченности образца $\mathbf{I}$.

$$E = R\,[\mathbf{I}\mathbf{j}], \tag{15.15}$$

где $\mathbf{j}$ — плотность электрического тока.

Константа Холла R в формуле Кикоина (15.15) имеет аномально большую величину по сравнению с неферромагнитными металлами.

Кикоин[316] также показал, что и в парамагнитной области при $T>\Theta$, холловская разность потенциалов в основном определяется по формуле (15.15). Кикоин, используя данные[317] по измерениям магнитной восприимчивости и холл-эффекта палладия, а также свои собственные измерения[316] для сплавов медь-никель и палладий-никель при температурах выше точки Кюри, показал, что в общем случае постоянная Холла (отнесённая к напряжённости магнитного поля) равна сумме двух членов

$$R_p = R_0 + R_I, \tag{15.16}$$

где R_0 — «классическая» постоянная Холла, не зависящая от температуры, а $R_I = \frac{C}{T-\Theta_p}$ — та часть постоянной Холла, которая определяется парамагнитной восприимчивостью $\varkappa_p = \frac{C}{T-\Theta_p}$. Комар и Волкенштейн[318] исследовали эффект Холла в бинарном сплаве Ni_3Mn при различных степенях упорядочения. В этом сплаве для холловской разности потенциалов также имеет место формула Кикоина (15.15). Наиболее интересным результатом измерений Комара и Волкенштейна является полученная ими зависимость постоянной R в (15.15) от степени дальнего порядка в сплаве. Эта

*) См. примечание в конце статьи, стр. 179.

зависимость позволяет сделать вывод, что R является функцией самопроизвольной намагниченности, а именно $R \sim I_s^2$. Этот же вывод можно получить и из данных Кикоина[316] для температурной зависимости $R(T)$ в никеле, если её сравнить с таковой для $I_s^2(T)$.

Таким образом, перед теорией Холл-эффекта в ферромагнетиках возникают две задачи: 1) объяснить зависимость постоянной Холла от самопроизвольной намагниченности и 2) объяснить, почему в формуле Кикоина (15.15) вместо **H** стоит вектор **I**. Имеющиеся попытки[319] построения электронной теории Холл-эффекта в ферромагнетиках пока ещё не увенчались успехом. Термоэлектрические явления были исследованы Дорфманом, Янусом и Кикоиным, а также Дорфманом, Янусом, Григоровым и Черниховским[320].

Из аномалий оптических эффектов в ферромагнетиках следует упомянуть об эффекте Фарадея (вращение плоскости поляризации света при прохождении его через вещество) и магнетооптическом эффекте Керра (аналогичное вращение при отражении света от поверхности намагниченного ферромагнетика).

Классическая электронная теория магнетооптических эффектов (Гольдгаммер, Фохт, Друде, Лорентц), не дала возможности понять механизмы этих эффектов. Имеется одна лишь квантовомеханическая работа Хульма[321], который объяснил зависимость фарадеевского вращения в ферромагнетиках на основе обменной теории ферромагнетизма. Однако в его расчёте не учитывается существенное обстоятельство — поглощение света, учёт которого может оказать существенное влияние на результат всего расчёта.

16. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре мы не ставили своей задачей дать энциклопедическое изложение всего материала, который можно отнести к магнетизму вообще, представляющему собой обширную отрасль физической науки. Нами преследовалась более скромная цель — отметить наиболее важные вопросы современной физической трактовки явления магнетизма атомных частиц и их макроскопических коллективов.

В обзоре совершенно не затронута такая важная проблема, например, как земной магнетизм и магнетизм небесных тел. Этот вопрос привлекал внимание и русских учёных в дореволюционную эпоху (Лебедев), и советских физиков (Френкель и др.) и может составить предмет совершенно самостоятельного большого обзора.

Точно так же в данной статье не освещены вопросы теории и практики магнитных измерений, интенсивно разрабатываемых у нас в Советском Союзе Шрамковым, Яновским, Аркадьевым, Янусом и др. Остались незатронутыми вопросы геофизических применений магнетизма (Калашников, Кондорский).

Широкое развитие и внедрение в практику получили методы магнитной дефектоскопии и магнитного структурного анализа (Аку-

лов, Аркадьев, Григоров, Дехтяр, Ерёмин, Жигадло, Кондорский, Михеев, Халилеев, Шур, Янус и многие другие). Эти вопросы также далеко выходят за рамки настоящего обзора.

В заключение можно констатировать, что современное учение о магнетизме охватывает огромный диапазон проблем и является важной частью современной физики. Как всякая подлинная наука, теория магнетизма органически связана с насущными практическими запросами всей современной техники.

Изложенный в этом обзоре конкретный материал, иллюстрирующий развитие учения о магнетизме, несмотря на свою неполноту, еще раз наглядно и бесспорно убеждает нас в том, что русской, советской науке принадлежит основная, решающая роль в разрешении большинства узловых вопросов науки о магнетизме. Тем большим диссонансом должны звучать любые беспочвенные и антинаучные попытки умалить или даже полностью игнорировать очевидный факт огромной творческой роли советских ученых в области учения о магнитных явлениях со стороны некоторых учёных капиталистического мира. (См. примечание на этой стр.)

ПРИМЕЧАНИЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

К стр. 169. Такую квадратичную зависимость впервые обнаружил русский ученый Гольдгаммер (Учен. Зап. Московского ин-та, вып. 8, 1889 г.).

К стр. 177. Повидимому, это фазовое превращение сводится к явлению так называемого «электронного упорядочения», подробнее см.[235з].

К стр. 179. Помимо упомянутой в начале нашего обзора работы Бозорта, недавно появилась еще одна обзорная работа по ферромагнетизму англичанина Стонера (в сборнике Reports on Progress in Physics, 11, 43—112 (1949), London), где также игнорируются работы советских авторов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

(окончание)

§ 13

203. В. К. Аркадьев, Электромагнитные процессы в металлах, том I (1934), том II (1936), ОНТИ
204. В. К. Аркадьев, ЖРФХО, сер. физич. 45, 312 (1913).
205. E. Hinze, Ann. d. Phys. 19, 143 (1934); R Becker, Ann. d. Phys. 27, 123 (1936).
206. E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 1, 352 (1900); 8, 1 (1902); 11, 873 (1903).
207. В. К. Аркадьев, ЖРФХО 58, 159 (1926).
208. О. И. Велецкая, ЖЭТФ 5, 322 (1935); 6 5, 445 (1936); Проблемы электротехнического металла, ОТН, АН СССР, стр. 71 (1938).
209. О. И. Велецкая и В. М. Гойтанников, Практические проблемы электромагнетизма, ОТН АН СССР, стр. 73 (1939).
210. К. А. Волкова, Zeits. f. Phys. 74, 388 (1932); Современные проблемы электромагнетизма (1929—1931).
211. Н. Н. Малов, Журн. Прикл. Физ. 6, 26 (1929); Zeits f Phys 74, 431 (1932).

212. В. К. Аркадьев, Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, ОТН АН СССР, стр. 7 (1946).
213. P. Hermann, Zeits. f. Phys. **84**, **565** (1933); R. Goldschmidt, Helv. Phys. Acta **9**, 40 (1935); Kreilsheimer, Ann. d. Phys. **17**, 293 (1933); M. Strutt u. K. Knoll, Physica **7**, 635 (1940); J. L. Snoek, Physica **8**, 426 (1941).
214. Б. А. Введенский, ЖРФХО, сер. физич. **58**, 241 (1926).
215. А. Н. Тихонов, ЖЭТФ **7**, 138 (1937).
216. М. А. Дивильковский и М. И. Филиппов, ЖТФ, **6**, 2 (1936); ЖЭТФ, **5**, 598 (1935); М. А. Дивильковский ЖТФ, **9**, 433 (1939).
217. С. М. Рытов, ЖЭТФ **10**, 180 (1940).
218. Д. И. Маш и П. Енушков, ЖТФ **8**, 1986 (1938); Д. И. Маш, ЖТФ **9**, 339 (1939).
219. В. К. Аркадьев, ДАН **2**, 204 (1935).
220. R. Becker, Phys. Zeits. **39**, 856 (1938); Ann. d. Phys. **36**, 340 (1939).
221. К. М. Поливанов, Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, ОТН АН СССР, стр. 43 (1946); ДАН, **32**, 3, 181 (1941).
222. Ch. Kittel, Phys. Rev. **70**, 281 (1946); **73**, 155 (1948).
223. I. A. Ewing, Phil. Trans. **569** (1885); Proc. Roy. Soc. **46**, 269 (1889).
224. J. W. Rayleigh, Phil. Mag (5) **23**, 225 (1887).
225. Б. А. Введенский, ЖРФХО **55**, 1 (1923).
226. Р. В. Телеснин, ЖЭТФ **7**, 117 (1937); Сб. «Практические проблемы электромагнетизма» стр. 59 и 65. Изд. ОТН АН СССР (1939).
227. А. В. Миткевич, Электричество № 10, (1933); ДАН **1**, 53 (1934); **3**, 36, 426 (1934); **2**, 25 (1935).
228. G. Richter, Ann. d. Phys. **29**, 605 (1937).
229. J. L. Snoek, Physica **5**, **663** (1938); **6**, 161 (1939).
230. В. С. Горский, Сов. Физ. **8**, 457 (1935).
231. Р. И. Янус и В. И. Дрожжина, ЖТФ **9**, 1960 (1939).
232. А. М. Вьюхина, В. В. Дружинин, Я. С. Шур, Р. И. Янус, ЖТФ **17**, 129 (1947).
233. J. L. Snoek, Physica **14**, 207 (1948).
234. Е. К. Завойский, ЖЭТФ **17**, 883 (1947).

§ 14

235. Монографии по магнитным материалам:
а. В. С. Меськин, Ферромагнитные сплавы, ОНТИ (1937). (Наиболее фундаментальное изложение всей проблемы магнитных материалов, с подробнейшей библиографией работ, вышедших до 1937 г.)
б. А. С. Займовский и В. В. Усов, Металлы и сплавы в электротехнике, Госэнергоиздат (1941).
в. А. С. Займовский, Мягкие магнитные материалы, Госэнергоиздат (1941).
г. Б. Г. Лившиц, Высококоэрцитивные сплавы, Металлургиздат (1945).
д. Сборник «Проблемы электротехнического металла», Изд. ОТН АН СССР (1938).
е. T. D. Jensen, глава о магнитных материалах из монографии F. Bitter'a «Introduction to ferromagnetism» (1938).
ж. F. Brailsford, Magnetic materials, London (1948).
з. J. L. Snoek, New developments in ferromagnetic materials, Amsterdam (1947).
236. В. С. Меськин и Э. И. Пельц, Труды института металлов, вып. II, Москва (1930).
237. N. P. Goss, Trans. Amer. Soc. f. Metals **23**, 511 (1935).
238. А. Л. Гольдман и В. В. Дружинин, Электричество № 10, 39 (1946).
239. Ф. П. Рыбалко и М. В. Якутович, ЖТФ **17**, 1503 (1947); Ф. П. Рыбалко, Диссертация (Свердловск 1946).

240. J. F. Dillinger a. R. M. Bozorth, Physics, 6, 279, 285 (1935).
241. Н. С. Акулов, Zeits. f, Phys. 67, 794 (1931), 69, 78 (1931): см. также J. L. Snoek, Nature 137, 493 (1936).
242. А. С. Займовский и И. П. Селисский, Journ. of Phys. 4, 563 (1941), И. П. Селисский, Journ. of. Phys, 4, 567 (1941).
243. H. Masumoto, Sc. Rep. Tohôku Univ., Honda anivers. Vol., стр. 389 (1936).
244. Я. С. Шур и А. С. Хохлов, ЖЭТФ, 10, 1113 (1940).
245. Я. С. Шур и А. А. Лукшин, ДАН, 59, 693 (1948).
246. G. W. Elmen, Journ. Frankl. Inst. 206, 317 (1928); 207, 582 (1929).
247. M. Kersten, Electrotechn. Zeits. 58, 1335, 1364 (1937).
248. A. Crossley, Journ. App. Phys. 14, 451 (1943).
249. Я. С. Шур, В. И. Дрожжина и П. Н. Жукова, ЖТФ, 10, 1619 (1940).
250. L. Néel, Ann. de phys. (12) 3, 137 (1948).
251. Н. А. Минкевич, Б. В. Старк и А. С. Займовский, Вестник металлопромышленности № 6, 18 (1929); № 10, 134 (1929).
252. В. А. Эрахтин, Качественная сталь, № 1, 49 (1936); № 7, 32 (1937); №8, 17 (1937).
253. т. Mishima, Ohm 19, № 7 (1932).
254. а. Я. С. Шур и Л. А. Шубина, ЖТФ 19, (1949); б. Я. С. Шур и Д. А. Штуркин, ЖТФ 19 (1949).
255. D. A. Oliver a. J. Shedden, Nature 142, 209 (1938).
256. Я. С. Шур, ЖЭТФ, 10, 757 (1940).
257. J F. Kayser, Engineer, CLXX, 183 (1940)
258. B. Jones u. H. J. Meerkamp von Embden. Philips techn. Runds. 6, № 1,8 (1941).
259. А. С. Займовский и Л. Львова, Сталь № 4, 115 (1945).
260. H. H. Potter, Phil. Mag. 12, 255 (1931).

§ 15

261. P. Weiss et A. Piccard, C. R. 166, 352 (1918); P. Weiss et R. Forrer, CR 178, 1347 (1924).
262. H. H. Potter, Proc. Roy. Soc. 146, 362 (1934).
263. Н. С. Акулов и Л. В. Киренский, Journ. of Phys. 3, 31 (1940).
264. E. Warburg, Ann. d. Phys. 13, 141 (1881) (Библиографию работ по этому вопросу см. например, [78] § 74).
265. Н. С. Акулов, Zeits. f. Phys. 52, 389 (1928).
266. Н. С. Акулов, Zeits. f. Phys. 67, 794 (1931); 69, 78 (1931).
267. W. Heisenberg, Zeits. f Phys. 69, 287 (1931).
268. Н. С. Акулов и Е. И. Кондорский Zeits. f. Phys. 78, 801 (1933); 85, 661 (1933).
269. К. В. Владимирский, ЖЭТФ, 11, 318 (1941).
270. K. Honda, S. Kaya a. H. Masumoto, Sci. Rep. Tohoku Univ. 15 (1926).
271. Е. Титов, ЖЭТФ, 8, 1132 (1938).
272. R. Becker, Zeits. f. Phys. 62, 253 (1930).
273. Д. А. Штуркин, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 661 (1947).
274. Kaya a. Takaki; Journ. Hokkaido Univ. 1, 227 (1935); D. Kirkham, Phys. Rev. 52, 1162 (1937).
275. Г. П. Дьяков, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 667 (1947).
276. Б. К. Джиренчин, Сов. физ. 10, 689 (1936), см. также Б. А. Введенский и С. Симонов, Zeits. f. Phys. 38, 202 (1926); H. Kirchner, Ann. d. Phys. 27, 49 (1936).
277. Я. С. Шур и А. С. Хохлов, Journ. of Phys. 11, 77 (1947).
278. R. Becker, Zeits. f. Phys. 87, 547 (1933).
279. M. Kornetzki, Zeits. f. Phys, 87, 560 (1933).
280. Д. А. Симоненко, ЖЭТФ 7, 170 (1937).

281. Бычков, см цит. во Введении к книге Н. С. Акулова «Ферромагнетизм» (1939).
282. H. Ebert u. A. Kussmann, Phys. Zeits. 38, 437 (1937).
283. К. П. Белов, ДАН, 61, 807 (1948).
284. Guilleaum, C. R. 125, 235 (1897).
285. К. П. Белов, Изв. АН СССР 11, 649 (1947); К. П. Белов и О. Н. Агасян 11, 654 (1947); К. П. Белов, Научно-техн. сборник ГК НИИ ВВС КА № 2, 159 (1946).
286. См, например, R. Becker u. W. Doring, Ferromagnetismus (1939), § 25, стр. 357—382.
287. W. Gerlach, Ann. d. Phys. 8, 649 (1931); 12, 849 (1932); W. Gerlach u. Schneiderchan. Ann. d. Phys. 6, 772 (1930); H. H. Potter, Proc. Phys. Soc. 49, 671 (1937).
288. H. Englert, Zeits. f. Phys. 74, 748 (1932).
289. С. В. Вонсовский, Изв. АН СССР 11, 617 (1947).
290. А. И. Резанов, Диссертация, Свердловск (1948).
291. N. Mott, Proc. Roy. Soc. 156, 368 (1936).
292. A. Wilson, Proc. Roy. Soc. 167, 580 (1939).
293. H. H. Potter, Proc. Phys. Soc. 53, 695 (1941).
294. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, 16, 981 (1946); ЖЭТФ 18, 219 (1948).
295. П. А Халилеев, Сов. физ. 7, 108 (1935).
296. Н. С. Акулов, Zeits. f. Phys. 59, 254 (1930); 80, 693 (1933).
297. Д. С. Штейнберг и Ф. Мирошниченко, Сов. физ. 3, 92, 602 (1933); 5, 241 (1934).
298. П. Храмов и Л. Львова, Zeits. f. Phys. 89, 443 (1934).
299. Д. Феденев, ЖЭТФ 5, 886 (1935).
300. К. П. Белов, ЖЭТФ 5, 396 (1935); 8, 453 (1938).
301. Н. С. Акулов и Р. Аннаев, ЖЭТФ 8, 334 (1938).
302. Д. Феденев и А. Усков, Техн. физ. 5, 309 (1938).
303. Д. Волков, ЖЭТФ 9, 444 (1939) 9, 798 (1939).
304. К. П. Белов и Д. Волков, ЖТФ 9, 1529 (1939).
305. Д. Феденев и И. Вампилов, ЖЭТФ 9, 994 (1939).
306. К. П. Белов, ЖЭТФ 9, 695 (1939).
307. К. П. Белов, ЖЭТФ, 9, 685 (1939).
308. Н. С. Акулов, Д. Волков и К. П. Белов, ЖЭТФ 5, 946 (1935).
309. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc 119, 358 (1928); 123, 292 (1929).
310. Н. С. Акулов, Zeits. f. Phys. 87, 768 (1934).
311. H. H. Potter, Proc. Roy. Soc. 132, 560 (1932); Phil. Mag. 13, 233 (1931).
312. Я. С. Шур и В. И. Дрожжина, ЖТФ 18, 149 (1948); А. П. Комар и И. И. Портнягин, ДАН 60, 569 (1948).
313. L. Bates, Proc. Phys. Soc. 58, 153 (1946).
314. С. В. Вонсовский, ЖТФ 18, 145 (1948).
315. Е. М. Пюх, Phys. Rev. 36, 1503 (1930).
316. И. К. Кикоин, Сов. физ. 9, 1 (1936); ЖЭТФ 10, 1242 (1940); Дорфман и Кикоин «Физика металлов» (1935).
317. H. Kammerlingh-Onnes a. E. Osterhuis, Leid-Comm. № 139 e.
318. А. П. Комар и Н. В. Волкенштейн, ДАН, 60, 785 (1948), Н. В. Волкенштейн, Диссертация, Свердловск (1946).
319. В. Е. Рудницкий, ЖЭТФ, 10, 474 (1940).
320. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. 135, 237 (1932).
321. Я. Т. Дорфман, Р. И. Янус и И. К. Кикоин, Zeits. f. Phys 54, 277, 289 (1928); Я. Г. Дорфман, Р. И. Янус, К. В. Григоров и М. Г. Черниховский, ЖЭТФ 1, 155 (1931).