

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВРЕМЕННОЕ УЧЕНИЕ О МАГНЕТИЗМЕ*)

С. В. Вонсовский

III. МАГНЕТИЗМ ВЕЩЕСТВА — ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

СОДЕРЖАНИЕ

10. Феноменологическое описание ферромагнитного состояния вещества. 11. Теория самопроизвольной намагниченности ферромагнетиков. 12. Теория технической кривой намагничивания.

Явление ферромагнетизма было открыто в глубокой древности, однако наши современные представления о причинах и закономерностях этого важного для практики явления природы были установлены, главным образом, за последние два-три десятилетия. Широкое внедрение ферромагнитных материалов в технику также началось сравнительно недавно — с конца прошлого столетия.

Основной характеристикой любого ферромагнитного вещества является кривая намагничивания (см § 5), дающая связь его магнитного момента (намагниченности) с внешним магнитным полем. Честь открытия истинной кривой намагничивания ферромагнетиков принадлежит известному русскому физiku А. Г. Столетову (1871 г.)¹⁰, который впервые правильно учёл влияние формы ферромагнитного образца на вид кривой намагничивания и разработал метод снятия этой кривой, исключаящий влияние формы (баллистические измерения намагниченности ферромагнитных колец); этот метод прочно вошёл в современную практику физического эксперимента, как один из основных приёмов изучения магнитных свойств ферромагнетиков. В работе А. Г. Столетова впервые приводятся кривые магнитной проницаемости (см. рис. 22), так хорошо известные теперь физикам и электрикам. Все последующие работы по изучению кривых намагничивания ферромагнетиков основываются на результатах исследования Столетова. К сожалению и к нашему стыду, это обстоятельство либо

*) Части I и II см. УФН 35, 514 и 36, 30 (1948).

полностью замалчивалось, либо недостаточно резко подчёркивалось даже в нашей отечественной литературе, и поэтому приоритет русской науки в открытии кривой намагничивания ферромагнетиков не был до последнего времени восстановлен.

Начатое Столетовым исследование кривых намагничивания ферромагнетиков, определение температурной зависимости их магнитных свойств и изучение связи этих последних с другими немагнитными свойствами ферромагнитных тел позволили подойти к построению теории ферромагнетизма. Естественно, что вначале эта теория носила чисто феноменологический — термодинамический — характер. В основу теории была положена гипотеза о так называемом «молекулярном поле». Впервые понятие о существовании внутри ферромагнитного тела особого «молекулярного поля» было введено в 1892 г. русским физиком Б. Л. Розингом⁷¹. Однако работы Розинга остались незамеченными^{*}), и до последнего времени понятие «молекулярного поля» несправедливо связывалось исключительно с именем французского физика П. Вейсса⁷².

К 1907 г. термодинамическая теория «молекулярного поля» была в основных чертах завершена работами Вейсса и его школы и получила качественное экспериментальное подтверждение. В основу этой теории были положены две гипотезы. Согласно первой из них принималось, что основным характерным свойством ферромагнитного состояния вещества является наличие в нем в определённой области температур (от 0°K до так называемой точки Кюри) самопроизвольной намагниченности, независимо от присутствия внешнего намагничивающего поля. С другой стороны, из опыта было известно, что в отсутствие внешнего поля (если исключить вторичное явление магнитного гистерезиса) всякое ферромагнитное тело в целом размагничено. Этот факт и заставил выставить вторую основную гипотезу теории, по которой всякий ферромагнитный образец ниже температуры Кюри разбивается на малые области (домены), обладающие однородной самопроизвольной намагниченностью. В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов намагниченности в этих областях распределены по объёму образца так, что его результирующий магнитный момент равен нулю. Только под влиянием внешнего поля нарушается такое «нулевое» распределение намагниченности по областям, и образец намагничивается в целом.

В соответствии с этими двумя гипотезами теория ферромагнетизма может быть разбита на две части:

^{*}) В своих работах Розинг делает попытку построить общую динамическую теорию магнетизма на основе теории электромагнитного поля. Понятно, что в то время отсутствовали еще современные представления об электронной структуре атома. Тем не менее, в известном смысле Розинг ввел понятие «молекулярного поля», называя его «частичной магнитной силой», вызываемой «магнитным движением вещества», нашедшим своё полное объяснение лишь в современной квантовой теории ферромагнетизма.

1) теорию самопроизвольной намагниченности, объясняющую самую природу ферромагнетизма и

2) теорию ферромагнитных областей или теорию технической кривой намагничивания, объясняющую поведение ферромагнитных тел во внешнем магнитном поле.

В такой последовательности и будет здесь вестись изложение теории ферромагнетизма.

10. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

а) Феноменологическая теория «молекулярного поля»

При феноменологическом, термодинамическом описании ферромагнетизма силы взаимодействия, приводящие к существованию самопроизвольной намагниченности, учитываются путём введения некоторого гипотетического «молекулярного поля», величина которого связана с намагниченностью. Для иллюстрации теории выберем простейшую модель ферромагнетика — свободный газ электронных спинов (см. § 8). N электронов этого газа разбиваются, соответственно двум возможным ориентациям спина, на r «правых» и $(N - r) = l$ «левых». Относительная намагниченность газа «вправо» равна

$$y = \frac{1}{N} (r - l)$$

или

$$r = \frac{N}{2} (1 + y) \quad \text{и} \quad l = \frac{N}{2} (1 - y). \quad (10.1)$$

Для получения магнитного уравнения состояния (см. § 4) необходимо определить свободную энергию газа F как функцию y и найти её минимум. Энтропия газа $S(y)$ при пренебрежении взаимодействием между электронами равна

$$S(y) = k \ln \frac{N!}{r!l!} \quad (10.2)$$

(k — постоянная Больцмана). Допустим также, что в отсутствие внешнего поля энергия газа U не зависит от намагниченности. Тогда, согласно (10.2), (10.1) и (4.14) получаем:

$$F(y) = TS(y) \approx \frac{1}{2} NkT [(1+y) \ln(1+y) + (1-y) \ln(1-y)]. \quad (10.3)$$

Из условия минимума (10.3) находим, что $y = 0$, т. е. самопроизвольной намагниченности нет. Для того чтобы получить возможность её существования, необходимо учесть зависимость энергии ферромагнетика U от y . Следуя Розингу и Вейссу, постулируем эту

зависимость в простейшей форме [используя чётный характер функции $U(y)$]

$$U = -NA_1 y^2, \quad (10.4)$$

где $A_1 > 0$ — неизвестная пока по своей природе энергия «молекулярного поля». При этом минимум F даёт:

$$\frac{4A_1}{kT} y = \ln \frac{1+y}{1-y} \quad \text{или} \quad y = \operatorname{th} \frac{\Theta}{T} y, \quad (10.5)$$

где

$$\Theta = \frac{2A_1}{k}. \quad (10.6)$$

Анализ (10.5) показывает, что при температурах ниже критического значения Θ из (10.6) термодинамически устойчивому состоянию соответствует отличное от нуля значение самопроизвольной намагниченности. Выше же этой температуры всегда имеем $y = 0$. Таким образом, если энергия ферромагнетика зависит от намагниченности по (10.4), то он обладает самопроизвольным магнитным моментом. С ростом температуры от 0°K до Θ этот момент падает по закону (10.5) от максимального значения $y = 1$ ($y = I_s/I_0$, где $I_0 = N\mu_B$ — абсолютное насыщение, а μ_B — магнетон Бора) до $y = 0$. Физическое значение этого вывода можно установить, если выяснен порядок величины температуры Кюри Θ , определяемой энергией A_1 , по (10.5). Из опыта известно, что в типичных ферромагнетиках $\Theta \sim 1000^\circ$. Поэтому для энергии A_1 получаем из (10.6) величину $\sim 10^{-13}$ эрг на атом. Такая величина атомной энергии может определяться лишь электрическими силами между электронами, ибо максимальное значение магнитной энергии между двумя электронами на атомных расстояниях не превышает 10^{-16} эрг (поэтому «магнитное» молекулярное поле может привести к «ферромагнетизму» лишь с точкой Кюри $\sim 1^\circ\text{K}$).

На рис. 43 приведена теоретическая кривая $y\left(\frac{T}{\Theta}\right)$, рассчитанная по (10.5), и там же нанесены опытные данные для реальных ферромагнетиков. Из сравнения кривой и опытных данных видна общая качественная справедливость теории. Для более детального сравнения приведём асимптотические зависимости $y(T)$, соответственно при высоких ($T \sim < \Theta$) и низких ($T \sim 0$) температурах.

$$I_s \cong I_0 \sqrt{\frac{3}{\Theta}} \sqrt{\Theta - T} \quad (T \sim < \Theta), \quad (10.7)$$

$$I_s \cong I_0 (1 - 2e^{-2\Theta/T}) \quad (T \sim > \Theta). \quad (10.8)$$

Оказывается, формула (10.7) довольно хорошо согласуется с опытом, а (10.8) явно противоречит ему [см. ниже раздел в].

При наличии внешнего магнитного поля к энергии (10.4) надо добавить член $-\mathbf{I} \cdot \mathbf{H}$ ($I = N\mu_B y$). Тогда из условия минимума свободной энергии вместо (10.5) получаем

$$y = \text{th} \left(\frac{\Theta}{T} y + \frac{\mu_B H}{kT} \right) = \text{th} \frac{\mu_0}{kT} \left(\frac{k\Theta}{\mu_B} y + H \right). \quad (10.9)$$

Из (10.9) видна формальная возможность уподобить величину

$$\frac{k\Theta}{\mu_B} y = H_{\text{мол}} \quad (10.10)$$

«молекулярному полю», при $T = 0^\circ\text{K}$ $y_0 = 1$ или $I_0 = N\mu_B$. Таким образом, при 0°K любое слабое поле намагничивает ферромагнетик вдоль своего направления до насыщения, и кривая намагничивания

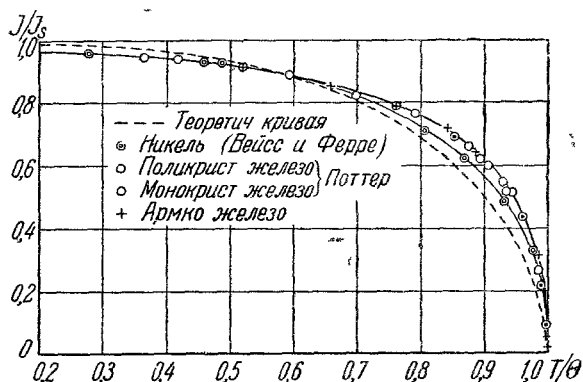


Рис. 43. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности.

имеет вид прямых ($T = 0$), изображённых на рис. 44. С повышением температуры, если T не очень близко к Θ , в слабых полях ($H \ll H_{\text{мол}}$) намагниченность практически равна своему значению из (10.5), меньшему чем насыщение I_0 . С ростом поля намагниченность монотонно возрастает и при $H \rightarrow \infty$ стремится к I_0 . Из (10.9) видно, что в широкой области значений H и T возрастание намагниченности с полем (истинное намагничивание ферромагнетика) столь мало, что практически не играет никакой роли по сравнению с величиной самопроизвольной намагниченности, даваемой (10.5) (техническое насыщение ферромагнетика — I_s). Таким образом, анализ (10.9) позволяет утверждать, что влияние «внутренних» сил на величину намагниченности можно уподобить влиянию некоторого «молекулярного поля» $H_{\text{мол}}$ (10.10). До тех пор, пока y не очень мало по сравнению с единицей, что имеет место почти при всех температу-

рах $T < \Theta$, исключая непосредственную близость к точке Кюри, величина $H_{\text{мол}}$ оказывается порядка 10^7 эрстед. Эта величина значительно превосходит достигаемые на практике внешние магнитные поля (наибольшие поля, полученные П. Л. Капицей⁷³, не превышали нескольких сот тысяч эрстед, $\sim 10^5$ эрстед).

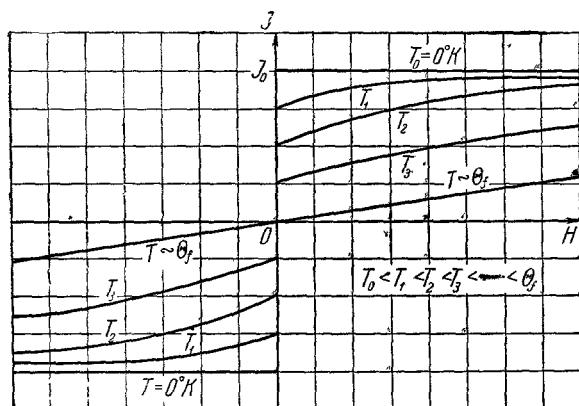


Рис. 44. Идеализированные кривые намагничивания ферромагнетика при различных температурах.

Вблизи $T = \Theta$ влияние внешнего поля становится более активным, и явление технического насыщения постепенно исчезает (см. рис. 44). Выше точки Кюри ферромагнетик превращается в парамагнетик с линейной зависимостью I от H и с восприимчивостью, подчиняющейся закону Кюри-Вейсса (5.2)

$$\chi = \frac{N\mu_B^2}{k \left(T - \frac{2A_1}{k} \right)} = \frac{N\mu_B^2/k}{T - \Theta}, \quad (10.11)$$

что качественно хорошо подтверждается опытом *).

Существование самопроизвольной намагниченности проявляется не только в своеобразном магнитном поведении ферромагнетиков. Опыт показывает, что и немагнитные свойства ферромагнитных тел отличаются особенностями (аномалиями) самого разнообразного характера, особенно вблизи точки Кюри **). Так, например, теплоёмкость

*) При T , близких Θ , опыт даёт отклонение от (10.11) и, кроме того, вместо Θ (ферромагнитная точка Кюри) в (10.11) следует подставить несколько отличную величину Θ_p ($\neq \Theta$) (парамагнитная точка Кюри), см. раздел б).

**) Эти аномалии имеют максимум с резким скачком со стороны высоких температур, по которым производится фактически точное опытное определение точки Кюри^{85, 78}.

ферромагнетиков имеет аномальный температурный ход по сравнению с другими типами твёрдых тел. В самом общем виде аномалию теплоёмкости можно объяснить тем, что у ферромагнетиков в свободной энергии появляется добавочный член типа (10.4), существенно зависящий от намагниченности. Этот член и даёт добавочную (по сравнению с неферромагнитными телами) теплоёмкость Δc , которая необходима для разрушения самопроизвольной намагниченности при нагревании ферромагнетика

$$\Delta c = \frac{dU}{dT} = - \frac{A_1}{N\mu_B^2} \frac{d(I_s^2)}{dT}.$$

Используя (10.7), находим, что в точке Кюри теплоёмкость ферромагнитных тел должна испытывать скачок величиной

$$\Delta c_{(T=\theta)} = \frac{3}{2} kN = \frac{3}{2} R \quad (10.12)$$

(R — универсальная газовая постоянная, если N — число электронов в моле спинового газа). На рис. 45 приведена кривая удельной теплоёмкости никеля из работы Дорфмана и Януса⁷⁴. Из этой кривой виден скачок теплоёмкости при $T \sim \theta$, величина которого при пересчёте на атомную теплоёмкость равна $1,08 R$. Таким образом, общая картина наблюдаемой аномалии теплоёмкости совпадает с предсказанием теории. Следует отметить наличие небольших остатков аномалий теплоёмкости и выше точки Кюри [см. раздел б)].

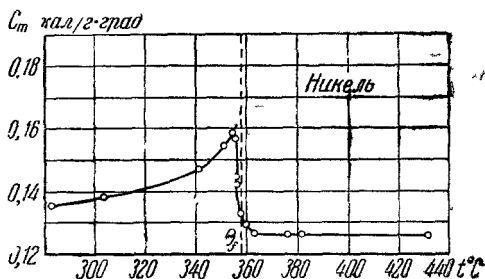


Рис. 45. Температурная зависимость теплоёмкости никеля. (По Дорфману и Янусу.)

б) Уточнение теории «молекулярного поля» в рамках квазиклассического статистического метода⁷⁸

В изложенной в разделе а) теории «молекулярного поля» взаимодействие между электронами учитывалось слишком грубо — простым введением добавочного члена в энергии (10.4), зависящего от намагниченности тела. Такой способ учёта взаимодействия эквивалентен тому, что принимается во внимание лишь порядок в расположении спинов на далёких расстояниях («дальний магнитный порядок»). С другой стороны, как будет показано ниже, энергия A_1 приводит к силам, действующим заметным образом лишь на близких расстояниях.

Поэтому термодинамически равновесное состояние ферромагнетика должно определяться ближним порядком между спинами. Здесь, однако, следует указать, что, оставаясь в рамках классического статистического метода, есть опасность получить результаты, которые могут даже качественно не совпадать с опытом, ибо ферромагнетизм является существенно квантовым явлением. Тем не менее квазиклассическая теория «молекулярного поля» с учётом порядка на близких расстояниях в иллюстративно-качественном отношении безусловно полезна.

Впервые учёт «магнитного» порядка на близких расстояниях был сделан в работе советского физика Стильбанса⁷⁶, который, используя квазихимический метод, развитый в теории упорядочивающихся сплавов⁷⁶, дал теоретическое объяснение «остаткам» аномалии теплоёмкости при температурах выше точки Кюри. Эти «остатки» вызваны необходимостью разрушения порядка на близких расстояниях, который ещё частично сохраняется и выше точки Кюри.

Разработка этого метода была продолжена Вонсовским^{77,78}, который дал теоретическое объяснение упомянутому выше опытному факту различия между ферромагнитной и парамагнитной точками Кюри и показал, что парамагнитная восприимчивость вблизи точки Кюри имеет конечное значение, а не стремится к бесконечности, как это следует из (10.11), где не учтён ближний порядок.

Канер⁷⁹ развил квазиклассическую статистическую теорию ферромагнетизма, используя метод моментов, применяемый также в теории упорядочивающихся сплавов (Кирквуд и др.).

в) Строгая термодинамическая теория ферромагнитного превращения

Успех феноменологической теории «молекулярного поля», несмотря на её явно упрощённый характер, указывает на то, что ряд её результатов, нашедших хорошее подтверждение на опыте, можно получить из строгой термодинамической теории.

Как известно, переход из ферромагнитного состояния в парамагнитное, согласно классификации П. С. Эренфеста⁸⁰, является фазовым переходом 2-го рода. В точке Кюри, где исчезает самопроизвольная намагниченность (дальний «магнитный» порядок), ферромагнетик меняет свою симметрию скачком. Этот скачок не вызывает прерывного изменения первых производных термодинамического потенциала Φ (энтропии, объёма и т. п.), поэтому, например, в точке Кюри нет скрытой теплоты превращения. Однако вторые производные Φ (теплоёмкость, коэффициент сжатия и т. п.) испытывают скачок при $T = \Theta$.

Ландау^{81,76} в своих фундаментальных работах по термодинамической теории фазовых переходов дал общий метод рассмотрения переходов 2-го рода. К случаю ферромагнетизма этот метод был применён Вонсовским^{82,78}.

Фазовый переход 2-го рода термодинамически описывается введением параметра симметрии тела ξ . В случае ферромагнитного превращения роль ξ играет квадрат относительной величины намагниченности

$$\xi = y^2 = \frac{I_s^2}{I_0^2}. \quad (10.13)$$

Вблизи точки Кюри $y \ll 1$, и потенциал Φ , рассматриваемый в функции давления p , температуры T и намагниченности y , можно представить в виде ряда по возрастающим степеням малого параметра ξ и ограничиться первыми членами разложения:

$$\Phi(p, T, \xi) = \Phi_0(p, T) + \Phi_1(p, T)\xi + \Phi_2(p, T)\xi^2 + \dots \quad (10.14)$$

Можно показать, что вблизи точки Кюри

$$\Phi_1(p, T) \cong a(T - \Theta),$$

$$\Phi_2(p, T) \sim b \left(\frac{\partial b}{\partial T} \sim 0, \quad b > 0 \right),$$

поэтому из условия термодинамического равновесия для (10.14) получаем:

$$y = \frac{I_s}{I_0} = \sqrt{\frac{a}{2b}} \sqrt{\Theta - T}. \quad (10.15)$$

Таким образом, с точностью до множителя $\sqrt{\frac{a}{2b}}$, не зависящего от температуры, (10.15) совпадает с результатом (10.7) приближенной теории «молекулярного поля». Однако в отличие от (10.7) формула (10.15) получена здесь в самых общих предположениях чисто термодинамического типа без всяких упрощений. Именно поэтому (10.15) следует рассматривать как подтверждение качественной правильности изложенной выше приближенной теории «молекулярного поля» для температур, близких к точке Кюри.

Общая термодинамическая теория позволяет, далее, получить скачок теплоемкости в точке Кюри и даёт общее представление о диаграммах фазового равновесия ферромагнетик — парамагнетик на плоскостях различных термодинамических параметров⁷⁸. В частности, на фазовой плоскости давление — температура имеется линия точек Кюри. На фазовой же плоскости температура — магнитное поле такой линии нет, так как при $H \neq 0$ вообще не имеет смысла говорить о ферромагнитном фазовом превращении, ибо при этом дальний «магнитный» порядок не исчезает. Следовательно, на диаграмме T, H точка Кюри является изолированной точкой, лежащей на оси $H = 0$ ⁸³.

Изложенная термодинамическая теория может быть уточнена, по схеме, указанной Ландау⁸⁴ на примере рассеяния рентгеновых лучей в упорядочивающихся сплавах вблизи температуры фазового

перехода, в которой он учёл флуктуации параметра порядка при температурах выше точки фазового перехода. К ферромагнетизму этот метод был применён Вонсовским^{77,78}, который определил температурный ход аномалий теплоёмкости выше точки Кюри.

11. ТЕОРИЯ САМОПРОИЗВОЛЬНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

а) Из оценок порядков величины энергии A_1 в (10.4) (по значению точек Кюри для реальных ферромагнитных материалов), полученных в феноменологической теории «молекулярного поля», вытекала полная несостоятельность «магнитной концепции» для объяснения причин появления самопроизвольной намагниченности. Экспериментально немагнитная природа «молекулярного поля» в ферромагнетиках была доказана в опытах Я. Г. Дорфмана⁸⁷ (1927), измерявшего отклонения электронов, прошедших намагниченную ферромагнитную фольгу.

Разрешение «загадки» ферромагнетизма смогла дать лишь квантовая механика, одним из следствий которой является наличие зависимости электростатической энергии электронного коллектива от его намагниченности, обусловленной принципом Паули, как это мы видели уже на примере парамагнетизма свободного электронного газа (§ 8).

Кроме того, в опытах по гиромagnetному эффекту⁷⁸ было твёрдо установлено, что элементарными носителями магнитного момента в ферромагнетиках являются электронные спины. Поэтому стало очевидным, что ферромагнетизм есть своеобразная форма спинового парамагнетизма. Из сопоставления этого установленного опытом положения с рассмотренными выше магнитными свойствами парамагнетиков типа щелочных металлов сразу вытекает, что объяснение ферромагнетизма нельзя дать без учёта электронного взаимодействия. Идея Френкеля⁸⁶ и сводилась к тому, что предсказанные Дорфманом⁸³ и объяснённые Паули⁵⁰ слабо парамагнитные свойства газа свободных электронов отнюдь не являются общими, и что при наличии сильного электростатического взаимодействия между электронами существенная зависимость их энергии от намагниченности может носить как раз противоположный характер, т. е. сделать намагниченное состояние энергетически более выгодным.

Френкель⁸⁶, а несколько позже Гейзенберг⁸⁸, дали первое математическое оформление этой идеи на основе упрощённой «обменной» модели, согласно которой вся обусловленная принципом Паули зависимость от намагниченности проявляется через посредство энергии обмена. Ясно, что учёт только одних процессов электронного обмена, да ещё отказ от точного вычисления энергетического спектра даже этой упрощённой модели (учёт только энергетических центров тяжести) не могли дать количественно сколько-нибудь точных

результатов. Однако качественная картина явления ферромагнетизма получила при этом полное принципиальное объяснение. Основной успех идеи Френкеля и её первого количественного оформления заключается в том, что удалось получить правильный порядок величины энергии A_1 в (10.4).

Обменная модель в первом своём варианте является простым обобщением задачи квантовой химии — молекулы водорода. Рассматривается совокупность большого числа (N) «водородоподобных» атомов с одним внешним s -электроном. В нулевом приближении взаимодействием между атомами полностью пренебрегают. Учёт электронного взаимодействия ведётся по схеме обычной теории возмущений. При этом также предполагается, что состояние системы, в которой два внешних электрона находятся в одном атоме (т. е. полярные состояния), энергетически столь невыгодны, что их можно не учитывать. Это предположение позволяет при расчёте первого приближения рассматривать лишь процессы обмена между электронами различных атомов. Энергетическая поправка первого приближения ϵ , которая и определяется этими процессами, находится обычным образом, как матричный элемент оператора Гамильтона H системы (с учётом взаимодействия), вычисленный с помощью «нулевых» волновых функций $\phi_{h_1 \dots h_r}^0$ (без учёта взаимодействия), которые, кроме координат электронов, зависят от r номеров атомов h_i с «правыми» спинами ($h_1 h_2 \dots h_r$); таким образом, мы имеем

$$\epsilon(h_1 \dots h_r) = \int \phi_{h_i}^{0*} H \phi_{h_i}^0 d\tau. \quad (11.1)$$

При вычислении ϵ , однако, идут ещё на одно упрощение, а именно, вычисляют среднее значение (энергетический центр тяжести) этой энергетической поправки при заданном числе правых спинов r , т. е. при заданной величине намагниченности системы.

Нагляднее всего вычисление энергетического центра тяжести можно произвести в «векторной» форме операторов электронных спинов. В этом представлении оператор энергии системы электронов, с точностью до аддитивных постоянных и в пренебрежении магнитными силами, имеет вид⁷⁸

$$H = -2 \sum_{qq'} A_{qq'} \sigma_q \sigma_{q'}, \quad (11.2)$$

где σ_q — оператор (вектор, точнее, спинор) электронного спина атома q , $A_{qq'}$ — интеграл электронного обмена между атомами q и q' , который приближённо записывается так:

$$A_{qq'} = \int \psi_q^*(xyz) \psi_{q'}^*(xyz) \psi_q(x'y'z') \psi_{q'}(x'y'z') \times \\ \times [v_{qq'}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) + G_q(\mathbf{r}') + G_{q'}(\mathbf{r})] d\tau d\tau', \quad (11.3)$$

где $\varphi_q(xyz)$ — волновая функция s -электрона изолированного атома, $G_q(\mathbf{r})$ — потенциальная энергия электрона в поле иона q , $v_{qq'}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$ — энергия взаимодействия s -электронов атомов q и q' . Ввиду того, что величина интеграла обмена $A_{qq'}$ сильно падает с увеличением расстояния между ионами q и q' , то в сумме (10.2) можно ограничиться лишь ближайшими соседями и, положив

$$A_{q, q \pm 1} = A, \quad (11.4)$$

можно написать

$$H = -2A \sum_{\substack{(\text{по соседям})}} \sigma_q \sigma_{q'}. \quad (11.5)$$

Квадрат результирующего вектора спина всего кристалла равен

$$(\sum \sigma_q)^2 = \sum_q \sigma_q^2 + \sum_{q \neq q'} \sigma_q \sigma_{q'} = N\sigma(\sigma + 1) + \sum_{q \neq q'} \sigma_q \sigma_{q'} = \sigma'(\sigma' + 1),$$

где σ' — спиновое квантовое число (см. § 2) всего коллектива из N электронов, а σ — электронов одного атома. Число членов в двойной сумме равно $N(N-1)$. Поэтому среднее значение отдельного члена в двойной сумме равно

$$\overline{\sigma_q \sigma_{q'}} = \frac{\sigma'(\sigma' + 1) - N\sigma(\sigma + 1)}{N(N-1)}.$$

Число членов в сумме (11.5) равно $\frac{1}{2} Nz$, где z — число ближайших соседей. Поэтому среднее значение H есть

$$\overline{H} = -\frac{zA}{N-1} [\sigma'(\sigma' + 1) - N\sigma(\sigma + 1)].$$

Результирующий спин σ отдельного атома — порядка единицы, а σ' — порядка намагниченности системы m (в единицах μ_B). Поэтому в ферромагнетиках, с точностью до величины $\sim 1/N$, имеем:

$$\overline{H} = -\frac{zA}{N} m^2 = -Nz A y^2. \quad (11.6)$$

Из сравнения (11.6) и (10.4) сразу видна внешняя эквивалентность квантовой теории ферромагнетизма и теории «молекулярного поля», поэтому все результаты последней можно применить к данной теории. Однако в этом случае существование энергии A не просто постулируется, а является результатом расчета, который также показывает, что величина A по (11.3) достаточна для получения точки Кюри $\sim 1000^\circ$, как это и наблюдается на опыте.

В своих количественных высказываниях «обменная» модель, конечно, является весьма грубой. Единственно правильными количест-

венными выводами являются: температурная зависимость парамагнитной восприимчивости — закон Кюри-Вейсса (10.11) — и температурный ход самопроизвольной намагниченности вблизи точки Кюри (10.7). Однако величина численных коэффициентов в этих теоретических формулах заметно расходится с опытом. Для низких температур (область вблизи абсолютного насыщения) обменная модель приводит к неправильному результату (10.8).

Из выражения для интеграла обмена (11.3) видно, что он может быть любого знака, ибо, даже если функции $\varphi_q(\mathbf{r})$ положительные, энергии ψ и G входят под знаком интеграла с разными знаками. С другой стороны, именно знак интеграла обмена определяет, соответствует ли минимуму энергии $\bar{H}$ из (11.6) намагниченное состояние с $y = \pm 1$ или, наоборот, размагниченное с $y = 0$. Поэтому можно сказать, что положительный знак обменного интеграла ($A > 0$) является необходимым условием для появления ферромагнетизма. Однако, в силу приближённости обменной модели, этот критерий не может носить характера достаточного условия (см. ниже).

Были попытки уточнить обменную модель в её статистической части (при вычислении фазовой суммы)⁷⁹, но точный энергетический спектр при этом заменялся снова грубой схемой энергетических центров тяжести полос.

б) Первым шагом действительного уточнения френкелевской обменной квантовой теории ферромагнетизма явился отказ от введения энергетических центров тяжести (11.6) и более точный расчёт структуры энергетического спектра системы взаимодействующих электронов. Эта задача может быть решена достаточно точно лишь в предельном случае низких температур, когда кристалл находится вблизи состояния абсолютного магнитного насыщения. В этом случае почти все спины электронов направлены в одну сторону (например, «вправо»). Используя это обстоятельство, можно найти точные собственные значения оператора энергии (11.5). В этом случае насыщения энергия коллектива электронов может быть представлена как сумма энергий «элементарных возбуждений» $\varepsilon(\mathbf{k}_i)$, характеризующихся векторами квазиимпульсов $\mathbf{k}_i$

$$E = \text{const} + \sum_{\mathbf{k}_i} n_{\mathbf{k}_i} \varepsilon(\mathbf{k}_i), \quad (11.7)$$

где $n_{\mathbf{k}_i}$ — число элементарных возбуждений квазиимпульса $\mathbf{k}_i$. Этим возбуждениям можно сопоставить некие «квазичастицы» — спинные волны или ферромагноны, обладающие эффективной массой

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2d^2\sigma z'A} \quad (11.8)$$

(d — постоянная решётки, σ — результирующий вектор спина атома,

z' — число ближайших соседей у узлов решётки), m^* в силу (10.6) ($2sz'A \sim k\Theta$), определяется величиной температуры Кюри

$$m^* \sim \frac{\hbar^2}{a^3 k \Theta}. \quad (11.8')$$

В этом уточнённом варианте теории ферромагнетизм последовательно рассматривается как кооперативное явление, т. е. как результат сильного электростатического взаимодействия между электронами в кристаллической решётке металла. Эта система взаимодействующих электронов трактуется как единый многоэлектронный коллектив, в котором каждый отдельный электрон в значительной степени потерял свою «свободную» индивидуальность, и его уже принципиально нельзя рассматривать как частицу «идеального» газа. Но в рассматриваемом предельном случае состояний, близких к насыщению (низкие температуры), сложное коллективное движение многоэлектронной системы, оказывается, имеет характер движения «идеального» газа «квазичастиц» — ферромагнонов. Метод введения ферромагнонов резко упрощает все вычисления, но вместе с тем сохраняет всю специфичность многоэлектронной трактовки явления. При этом, конечно, надо всегда помнить, что ферромагноны являются «квазичастицами», которые представляют собою одно из возможных приближённых изображений сложного реального коллективного движения настоящих частиц — электронов, сильно взаимодействующих друг с другом.

Наиболее важным результатом многоэлектронной теории спиновых волн (ферромагнонов), развитой Блохом⁸⁹, Бете⁹⁰, Хольштейном и Примаковым⁹¹ и Ахиезером⁹², является получение температурной зависимости самопроизвольной намагниченности вблизи 0 К, которая имеет вид

$$I_s = I_0 (1 - \alpha T^{3/2}), \quad (11.9)$$

где коэффициент α зависит от типа решётки и от интеграла обмена A . Ландау⁹³ считает, что через экспериментальное определение коэффициента α можно в настоящее время наиболее точно определить величину энергии обмена A , ибо при выводе формулы (11.9) делается минимальное число произвольных модельных предположений.

Обобщение теории ферромагнонов на случай более высоких температур встречается с большими математическими трудностями, которые сводятся к тому, что с повышением температуры, когда в игру входят более высокие уровни энергетического спектра системы, энергию системы уже нельзя в хорошем приближении представить как сумму элементарных возбуждений. Иными словами, «газ» ферромагнонов нельзя уже считать «идеальным»^{*)}.

*) Были попытки рассмотрения «неидеального» газа ферромагнонов⁹⁴ путём формального введения поправочных членов в формулы теории спи-

Хольштейн и Примаков⁹¹, а также Ахиезер⁹² дополнили теорию ферромагнонов учётом магнитного (дипольного) взаимодействия*). Этот учёт привёл к появлению дополнительных «магнитных» членов в (11.7). При этом удалось получить последовательное описание (в отличие от феноменологического вейссовского) парамагнитного истинного намагничивания ферромагнетиков. Оказалось, что при низких температурах и не очень слабых полях ($H \sim 4\pi I_s$) восприимчивость такого пара-процесса зависит от поля и от температуры по формуле **)

$$\chi_p \sim \frac{T}{\sqrt{H}} \cdot \quad (11.10)$$

Как показывают опыты Полли⁹⁵ и, особенно, Парфёнова⁹⁶, эта зависимость действительно осуществляется на опыте в большом числе исследованных ферромагнетиков.

Ахиезер⁹² впервые рассмотрел в квантовой теории ферромагнетизма кинетическую проблему взаимодействия газа ферромагнонов с газом фононов, представляющих тепловые колебания кристаллической решётки металла. Это дало возможность ему с помощью общей схемы кинетического уравнения исследовать процессы релаксации в ферромагнетиках при низких температурах и определить времена установления теплового равновесия в газе ферромагнонов τ_s и между газом ферромагнонов и фононов τ_{sf} . При этом было найдено, что в рассматриваемой области низких температур $\tau_s \ll \tau_{sf}$, поэтому имеет смысл понятие температуры ферромагнитного газа, отличной от температуры решётки. Ахиезеру удалось также вычислить среднее время жизни такого двухтемпературного состояния ферромагнетика.

новых волн по такому же способу, как это делается при переходе от уравнения состояния идеальных газов к уравнению Ван-дер-Ваальса. Однако искусственное введение в теорию большого числа «констант» лишает её всех преимуществ универсальности и создаёт ложную видимость успеха за счёт необоснованного произвольного подбора численных данных этих «констант».

*) К сожалению, пока не удалось в такой же общей форме учесть влияние и так называемого спинорбитального магнитного взаимодействия, играющего наряду с дипольным важную роль в явлении магнитной анизотропии (см. § 12). Однако и без учёта этого взаимодействия рассматриваемое уточнение теории представляет реальный интерес.

**) Некоторая парадоксальность роста парамагнитной восприимчивости с температурой имеет простое наглядное истолкование. Согласно (11.9) число «освобождённых» из самопроизвольной намагниченности спинов растёт с температурой $\sim T^{3/2}$, а восприимчивость парапроцесса этих электронов, в силу сильного взаимодействия, падает с температурой не по классическому закону $\sim 1/T$, а имеет более медленный спад $\sim 1/\sqrt{T}$, а отсюда сразу следует (11.10).

в) Развитие многоэлектронной*) теории ферромагнетизма должно идти по пути уточнения обменной модели, лежащей в её основе, и по пути обобщения результатов этой теории на случай металлических сплавов и электронных полупроводников. Дело в том, что обменная модель Френкеля полностью исключает из рассмотрения все процессы, в которых происходит перенос электрического заряда. Тем самым эта модель не позволяет рассматривать явление электропроводности и, строго говоря, пригодна лишь для описания ферромагнитных диэлектриков. Для того чтобы сделать теорию приемлемой для ферромагнитных металлов, необходимо учесть так называемые полярные состояния, в которых допускаются процессы переноса электрического заряда электронами. Такая полярная модель, по крайней мере в принципе, позволяет рассматривать в единой схеме все свойства металлов и электронных полупроводников. Однако фактическая реализация такой программы наталкивается на существенные математические трудности. Поэтому оказалось полезным построить более простую модель^{97, 99}, которая сочетала бы в себе все принципиальные преимущества многоэлектронной трактовки ферромагнетизма и простоту одноэлектронного описания явления электропроводности. В основу этой «промежуточной» картины кладётся предположение, что основную ведущую роль в ферромагнетизме играют внутренние d - (или f -) электроны, а в электропроводности — внешние s -электроны. При этом d -электроны описываются по многоэлектронной обменной схеме, а s -электроны — по одноэлектронной модели. Однако между этими разноименными электронами учитывается обменное взаимодействие, и в этом как раз и заключается вся ценность такой трактовки**).

Энергия $s-d$ обмена равна

$$E_{sd} = -A(\xi) [1 + \mu\sigma]; \quad (11.11)$$

здесь μ — средний атомный магнитный момент d -электронов, $\sigma = \pm 1$ — магнитный момент s -электрона, $A\xi$ — интеграл обмена между s -электроном с квазимпульсом ξ и одним (ближайшим к нему) d -электроном. (11.11) можно наглядно объяснить так: в результате ($s-d$)-обменного взаимодействия на спин s -электрона действует мощное «квасимагнитное» поле, величина которого того же порядка, как и «молекулярное поле» (11.6) или даже несколько больше, ибо в $A(\xi)$ входит интеграл обмена между s и d -электро-

*) В литературе имеется большое количество работ американских физиков школы Слетера, Ван-Флека, а также Стонера-Мотта и др., в которых задача ферромагнетизма трактуется с позиции одноэлектронной модели металла. Эти попытки теоретически являются необоснованными и поэтому не могут претендовать на последовательное объяснение существенно кооперативного явления ферромагнетизма. Поэтому в этом обзоре описание этих работ опущено; более подробную критику на них см., например, в⁷⁸.

**) См. замечание в конце статьи, стр. 64.

нами одного и того же атома, а не соседних, как это имеет место в (11.11). Таким образом, ($s-d$)-обменное взаимодействие проявляется в «намагничивающем» действии d -электронов на s -электроны. Последние ориентируют свои магнитные моменты параллельно или антипараллельно намагнитченности d -электронов в зависимости от знака интеграла обмена $A(\xi)$ *). При этом важно, что действующее на s -электроны «квазимагнитное» поле (11.11) существенным образом зависит от состояния s -электрона (через зависимость A в (11.11) от квазимпульса ξ). Это последнее обстоятельство приводит к тому, что в ферромагнетиках эффективная масса s -электрона проводимости оказывается зависящей от величины самопроизвольной намагнитченности (см. ниже § 15). Далее, наличие примеси намагнитченности от s -электронов сразу даёт естественное объяснение явлению дробности атомных магнитных моментов ферромагнетиков **) не только в сплавах, но и в чистых металлах. Из опыта известно, что если величину магнитного насыщения ферромагнетика, экстраполированную на 0°K , поделить на число атомов в единице объёма, то мы получим значение, не кратное элементарному магнетону μ_B , а дробную величину последнего. Так, например, в никеле эта величина равна $0,606 \mu_B$, в железе $2,221 \mu_B$, в кобальте $1,716 \mu_B$ и в гадолинии $7,10 \mu_B$. (Именно эта дробность атомных моментов и привела в своё время к бесплодным попыткам ввести новую элементарную единицу — магнетон Вейсса μ_w , что формально разрешило бы эту трудность теории.) Первая попытка теоретического объяснения дробности атомных магнитных моментов была сделана Вольфом⁹⁸, предположившим, что атомы ферромагнетика могут находиться в состояниях различной мультиплетности. Путём искусственного подбора «пропорций» различных состояний Вольфу удалось подогнать теоретические значения атомных моментов к данным опыта. Однако такая подгонка численных констант вряд ли может считаться настоящим объяснением этого явления. Более последовательное и общее объяснение дробности атомных моментов даёт полярная модель металла⁹⁹ ***). Это объяснение вытекает из неё без всяких дополнительных предположений, только из самого допущения возможности полярных состояний. Действительно, если через n обозначить полное число электронов, а через S_0 — среднее значение так называемых «двоек» (т. е. таких элементарных возбуждений, при которых около атома появляется по два электрона, имеющих, в силу принципа Паули,

*) На возможность такого «намагничивания» одних электронов другими впервые указал акад. Л. Д. Ландау.

**) По мнению ряда физиков (Паули, Померанчук и др.), отсутствие объяснений этому явлению в обменной теории спиновых волн ставит под вопрос её хотя бы приближённое соответствие реальному явлению ферромагнетизма.

***) В несколько иной форме применение полярной схемы к проблеме ферромагнетизма было развито также Слейтером и Гейликманом¹⁰⁰.

противоположные спины), то намагниченность при 0° К на атом будет равна

$$\frac{n - \bar{s}_0}{n} \mu_B.$$

Отсюда сразу и вытекает дробность момента при одном условии $\bar{s}_0 > 0$ (ясно, что наибольшее значение $\bar{s}_0$ равно $n/2$). $(s - d)$ -обменная модель ферромагнетика, так же как и полярная, даёт общее объяснение дробности атомных моментов⁹⁷. Из этой теории следует, что атомный момент ферромагнетика складывается из части, обусловленной d -электронами, и части, обусловленной s -электронами. При этом обе эти части и их сумма с подавляющей вероятностью должны быть дробными. Существенно, что этот вывод $(s - d)$ -обменной теории также является результатом не грубых качественных «подгонок», а естественно вытекает из совершенно общих свойств рассматриваемой теории.

Последняя позволяет также показать, что при температурах, близких к точке Кюри, намагниченность s -электронов пропорциональна намагниченности d -электронов и, следовательно, в первом приближении имеет такую же температурную зависимость, как это даёт, например, формула (10.15) и подтверждает опыт.

г) Полярная теория даёт возможность установить критерий металла и полупроводника⁹⁹ точнее, чем это делается в одноэлектронном приближении. Согласно многоэлектронной теории, учитывающей конечность вероятности образования полярных состояний (= рождению квазичастиц «двоек»), при известных соотношениях между различными энергиями в кристалле может осуществиться или случай металла, или полупроводника. Второй случай легче, и он допускает сравнительно подробную математическую количественную обработку. Для того чтобы осуществился случай полупроводника, необходимо, чтобы энергия двух электронов в «двойке» была заметно больше «кинетической» энергии перехода электрона от атома к атому β , т. е. $U \gg \beta$. Тогда наименее состояния системы, несмотря на наличие некоторого числа «двоек», оказываются нечувствительными к ускоряющему действию внешнего электрического поля, т. е. мы имеем дело с изолятором или полупроводником. В отличие от одноэлектронного приближения спектр системы в этой теории и в случае диэлектрика оказывается непрерывным от самого нижнего уровня.

Полярная модель для случая полупроводника может быть дополнена учётом возбуждённых состояний («экситонов»). Такая уточнённая полярно-экситонная модель может быть использована для исследования ферромагнитных свойств полупроводников. Рассмотрение этой задачи по методу спиновых волн¹⁰¹ показало, что вблизи 0° К температурная зависимость самопроизвольной намагниченности имеет вид:

$$I = I_0 \left[1 - \alpha T^{\frac{3}{2}} - \beta T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\gamma}{kT}} + e^{-\frac{J_{AE}}{kT}} \left(1 - \delta T^{\frac{3}{2}} \right) \right], \quad (11.12)$$

где первый член даёт обычную зависимость (11.9) обменной модели, второй член даёт добавочное уменьшение момента из-за примеси поляризованных состояний («двоек») и, наконец, третий член

$$\Delta I_s = I_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}} (1 - \delta T^{\frac{3}{2}}), \quad (11.13)$$

даёт долю в намагниченности, обусловленную экситонами (ΔE — энергия возбуждения экситона). Из (11.13) видно, что ΔI_s с понижением температуры экспоненциально падает и при 0°K равна нулю. Таким образом, если в полупроводнике ферромагнетизм обусловлен только возбуждёнными состояниями (обменный интеграл положителен лишь для экситонов), то температурная зависимость самопроизвольного магнитного момента должна иметь вид, отличный от обычной кривой $I_s(T)$ рис. 43. А именно, как это видно из рис. 46, в этом случае имеется вторая низкотемпературная точка Кюри $\Theta^{(2)} = 0^\circ \text{K}$.

Таким образом, теория приводит к возможности существования двух принципиально различных типов ферромагнитных полупроводников: а) «нормальных» ферромагнетиков, дающих насыщение при 0°K и обладающих единственной точкой Кюри со стороны высоких температур, и б) «экситонных» ферромагнетиков, обладающих двумя точками Кюри, одной высокотемпературной и другой при 0°K *).

К сожалению, весьма слабое опытное изучение магнитных свойств ферромагнитных полупроводников, особенно при низких температурах, не позволяет пока проверить этот вывод экспериментально.

д) Ферромагнетизм сплавов. В настоящее время с достоверностью известны лишь четыре чистых ферромагнитных металла: железо, никель, кобальт и гадолиний. Гораздо более обширную группу образуют многочисленные сплавы и соединения этих металлов между собой и с другими элементами. Ферромагнитными являются также и некоторые двойные и тройные сплавы марганца и хрома,

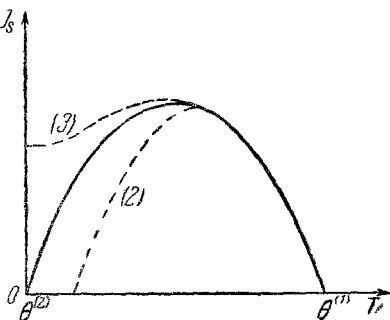


Рис. 46. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности «экситонного» ферромагнитного полупроводника.

*) Если ферромагнетизм экситонов имеет место вблизи 0°K , где справедлива теория, то низкотемпературная точка Кюри действительно равна 0°K . Если же экситонный ферромагнетизм начинает резко убывать при температурах заметно выше 0°K , то более точным является приближение энергетических центров тяжести, согласно которому низкотемпературная точка Кюри может лежать выше 0°K ¹⁰¹ (см. пунктирную кривую (2) на рис. 46). См. замечание в конце статьи, стр. 64.

не содержащие ферромагнитных компонент. Для технических применений изучение именно ферромагнитных сплавов представляет наибольший интерес. Однако это изучение имеет и существенное теоретическое значение. Особенно это относится к сплавам из одних неферромагнитных компонент, ибо их изучение сулит легче всего установить экспериментально необходимые условия для возникновения в кристалле ферромагнетизма и тем самым проверить наиболее существенный и интересный для теории вопрос о необходимом и достаточном критерии ферромагнитного состояния.

Хотя в настоящее время, как видно из изложенного выше, не существует ещё законченной квантовой теории ферромагнетизма даже для чистых металлов, всё же можно сделать некоторые предварительные шаги к построению теории ферромагнитных сплавов. Здесь, так же как и в случае теории для чистых металлов, приходится отдельно рассматривать случай высоких температур (область точки Кюри) и случай низких температур. В первом случае речь идёт об обобщении обменной теории, а во втором—о методе спиновых волн. Как показал Вонсовский^{103 *}), идея обоих этих обобщений сводится просто к тому, что указывается необходимость считаться с различием в величинах и знаках обменных интегралов, взятых для различных пар атомов в сплаве. Так, например, в простейшем случае бинарных сплавов необходимо рассматривать не один тип интегралов обмена между электронами атомов ближайших соседей, а три типа. Если обозначить атомы первой компоненты сплава индексом a , а второй—индексом b , то эти три типа интегралов следует обозначить: A_{aa} , A_{ab} и A_{bb} —соответственно для ближайших соседей типа $a \rightarrow a$, $a \rightarrow b$ и $b \rightarrow b$. С помощью этих интегралов можно прежде всего получить формулу для самопроизвольной намагниченности сплава как функции температуры и концентрации. Эта формула даёт ту же самую температурную зависимость для I_s , как и теория молекулярного поля и обменная теория, а именно:

$$I_s = N\bar{\mu}_0 \operatorname{th} \frac{zI_s}{2N\bar{\mu}_0 kT} [n_a(n_a - n_b\sigma)A_{aa} + 2n_a n_b(1 + \sigma)A_{ab} + \\ + n_b(n_b - n_a\sigma)A_{bb}], \quad (11.14)$$

где $\bar{\mu}_0$ —средний магнитный момент, приходящийся на один атом сплава, z —число ближайших соседей у атома, N —число атомов в кристалле, σ —степень ближнего порядка в расположении атомов компонент сплава по узлам решётки, а n_a и n_b —концентрации соответственно для компонент a и b . Такой характер температурной зависимости I_s в общих чертах подтверждается опытом. Здесь следует отметить, что попытка классического обобщения теории ферро-

^{*}) Аналогичные представления лишь в более качественном виде развиваются в работах Комара¹⁰³ и Рудницкого¹⁰⁴.

магнетизма на случай сплавов привела Биттера¹⁰⁵ к необоснованному выводу о совершенно иной форме зависимости $I_s(T)$ (кривые с «горбами»), которая никогда не наблюдается на опыте в случае однофазных сплавов.

Что же касается нашей формулы (11.14), то из неё следует, что температурная зависимость $I_s(T)$ в сплаве получается полностью аналогичной таковой для чистого металла лишь для случая полностью неупорядоченного сплава ($\sigma=0$). В этом случае всё различие сводится к иному выражению для точки Кюри Θ в зависимости от интегралов обмена и концентрации. Так, например, для чистых компонент a и b имеем соответственно:

$$\Theta_a = \frac{z}{2k} A_{aa}, \quad \Theta_b = \frac{z}{2k} A_{bb}, \quad (11.15)$$

а для неупорядоченного бинарного сплава:

$$\Theta_{ab(n,y)} = \frac{z}{2k} (n_a^2 A_{aa} + 2n_a n_b A_{ab} + n_b^2 A_{bb}). \quad (11.16)$$

Таким образом, из (11.16) видно, что концентрационная зависимость ферромагнитной точки Кюри бинарного неупорядоченного сплава имеет квадратичный ход, который при некоторых специальных соотношениях между величинами и знаками интегралов A может вырождаться в линейный ход, или вообще $\Theta_{ab(n,y)}$ может практически не зависеть от концентраций сплава. Именно такого типа зависимости и наблюдаются на опыте⁷⁸.

Особенно важным следствием формулы (11.16) является то, что она даёт возможность качественно понять появление ферромагнетизма в бинарных сплавах из неферромагнитных компонент. В этом случае оба интеграла чистых компонент A_{aa} и A_{bb} отрицательны, и, следовательно, необходимым условием ферромагнетизма ($A > 0$) является положительность «смешанного» интеграла обмена $A_{ab} > 0$ и, кроме того, должно ещё выполняться неравенство

$$A_{ab} > \frac{n_a}{2n_b} |A_{aa}| + \frac{n_b}{2n_a} |A_{bb}|. \quad (11.17)$$

Конечно, эти критерии носят формальный характер, ибо вопрос, почему именно они имеют место в данном сплаве, в рамках рассматриваемой теории остаётся открытым. Точно так же пока остаётся неясным, определяются ли эти критерии чисто геометрическим фактором, т. е. изменением постоянной решётки при изменении концентрации сплава, или же здесь существенную роль играет изменение электронной плотности из-за появления «чужих» атомов другой компоненты при почти неизменном расстоянии между узлами кристаллической решётки.

В случае упорядочивающихся бинарных сплавов выражение для точки Кюри получается более сложным, а именно, оно имеет вид:

$$\Theta_{ab} = \frac{z}{2k} [n_a(n_a - n_b\sigma)A_{aa} + 2n_a n_b(1 + \sigma)A_{ab} + n_b(n_b - n_a\sigma)A_{bb}]. \quad (11.18)$$

Анализ формулы (11.18) показывает, что возможны случаи, когда ферромагнитное состояние возникает либо при полном порядке в расположении атомов, либо при полном беспорядке, либо, наконец, при частично упорядоченном состоянии. Опыт также подтверждает осуществление всех этих трёх возможностей. Наиболее подробно сравнение (11.18) с опытом проведено Комаром^{03,78}.

В случае низких температур удалось показать¹⁰², что в рамках строгого расчёта по методу спиновых волн и для бинарного сплава сохраняется тот же температурный знак для спонтанной намагниченности (11.9)

$$I_s = I_0 \left[1 - a \left(\frac{T}{\Theta_{ab}} \right)^{3/2} \right], \quad (11.19)$$

где a — численный фактор $\sim 10^{-1}$, величина которого зависит от типа кристаллической решётки сплава, а Θ_{ab} — величина размерности температуры, равная

$$\Theta_{ab} = \frac{2z}{k} \{ S_a [n_a(n_a - n_b\sigma)A_{aa} + n_a n_b(1 + \sigma)A_{ab}] + \\ + S_b [n_a n_b(1 + \sigma)A_{ab} + n_b(n_b - n_a\sigma)A_{bb}] \} \quad (11.20)$$

где S_a — результирующий спин d -электронов атомов типа a и S_b — результирующий спин d -электронов атомов типа b .

Из изложения этих результатов теории бинарных ферромагнитных сплавов ясна необходимость дальнейшего её развития, ибо ряд основных проблем ферромагнетизма сплавов (величина атомных магнитных моментов, влияние электронной структуры на критерий ферромагнитного состояния и т. д.) остаётся пока в значительной степени открытым¹⁰⁶.

е) Антиферромагнетизм и метамагнетизм. Как уже указывалось выше (§ 5), галоидные соли элементов группы железа и соседних с ней элементов хрома и марганца, сульфаты и окислы этих элементов, а также меди, соли редких земель, элементы группы палладия, платины и ряд других соединений, являясь при высоких температурах парамагнетиками, подчиняющимися закону Кюри-Вейсса (10.11), при низких температурах обладают своеобразными магнитными аномалиями (криомагнитные аномалии). В основном эти аномалии сводятся к тому, что при некоторой температуре Θ_{af} (которая может и не совпадать с парамагнитной точкой Кюри Θ_p в (10.11) и может быть как положительной, так и отрицательной величиной) магнитная восприимчивость этих веществ имеет максимум.

Однако такой максимум не обязателен, кривая $\frac{1}{\chi}(T)$ может при низких температурах слегка искривиться и плавно стремиться к конечным значениям χ при $T=0^\circ\text{K}$. Имеют место и обратные случаи, когда $\frac{1}{\chi}(T)$ имеет при некоторой температуре максимум (см. примеры на рис. 47). При этих же температурах $\Theta_{\text{аф}}$ наблюдаются максимумы на температурных кривых теплоёмкости этих веществ¹⁰⁷ и на кривых для магнито-калорического эффекта¹⁰⁸. Последнее указывает на наличие фазового перехода в этих веществах при $T = \Theta_{\text{аф}}$.

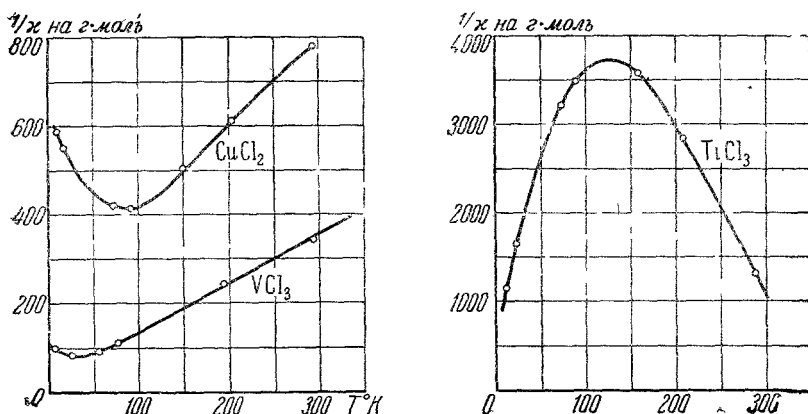


Рис. 47. Обратная величина восприимчивости антиферромагнетиков в зависимости от температуры. (По Старру, Битгеру и Кауфману.)

Весьма сложной оказывается зависимость восприимчивости этих веществ от величины внешнего магнитного поля. Помимо группы веществ с восприимчивостью, не зависящей от поля вплоть до полей $2 \cdot 10^4$ эрстед (например, CuCl_2 , FeCl_2 , MnF_2 и т. д.), имеются вещества, у которых восприимчивость убывает с ростом поля (CrCl_3 , CuSO_4 , NiF_2 и др.) или, наоборот, увеличивается (CoCl_2 , CoBr_2 , NiCl_2 и др.). Наконец, есть ряд соединений (FeCl_2 , MnBr_2 и др.), у которых восприимчивость подобна ферромагнетикам, т. е. имеет максимум при некотором значении магнитного поля.

При перемagnetивании ряд этих магнетиков обнаруживает явление магнитного гистерезиса. Величина остаточной намагниченности, как правило, очень мала (от 0,01 до 1,0 гаусс), а коэрцитивная сила, наоборот, достигает сотен и даже тысяч эрстед.

Тот факт, что магнитная восприимчивость всех анти- и метаманетиков при температурах выше критической точки $\Theta_{\text{аф}}$ подчиняется закону Кюри-Вейсса, позволяет предположить, что магнитные свойства этих тел определяются обменным взаимодействием валентных электро

нов атомов в кристаллической решётке. В отличие от ферромагнитных кристаллов знак интеграла обмена в этих веществах либо отрицательный для всех атомов—ближайших соседей в решётке, либо для одной группы ближайших соседей — положительный, а для другой группы — отрицательный. Это различие в знаке интегралов получается за счёт различия расстояния между атомами этих двух групп или же за счёт различия структуры электронной оболочки у этих атомов. Такая возможность различия в знаках обменных интегралов как раз наиболее вероятна именно в случае рассматриваемых веществ. Все эти тела, как правило, имеют кристаллическую решётку, в которой парамагнитные атомы и располагаются слоями, причём расстояние между ними во многих случаях существенно больше, чем расстояние между атомами внутри слоя.

Если обменный интеграл отрицателен для всех соседних пар атомов, то, с точки зрения обменных сил, равномерное распределение правых и левых спинов не соответствует минимуму обменной энергии. Минимум этой энергии отвечает такое распределение спинов, при котором каждый спин окружён только антипараллельно ориентированными по отношению к нему ближайшими соседями. Следовательно, минимум энергии обмена в случае антиферромагнетизма получается при одновременном осуществлении полного «дальнего беспорядка» правых и левых спинов (нет результирующей намагниченности) и полного «ближнего порядка» в распределении антипараллельных спинов. При $T = 0^\circ \text{K}$ в кристалле антиферромагнетика имеется полный порядок на близких расстояниях между антипараллельными спинами. При повышении температуры он начинает разрушаться, и в конце концов наступает состояние с хаотическим распределением антипараллельных спинов. По аналогии с ферромагнетизмом, надо предположить, что в антиферромагнетике существуют упорядоченные области антипараллельных спинов, подобно областям самопроизвольной намагниченности.

Переход из антиферромагнитного состояния в парамагнитное происходит при той температуре $\Theta_{\text{аф}}$, при которой тепловое движение разрушает области спонтанного антиферромагнетизма, т. е. дальний порядок, ближний же порядок сохраняется лишь в очень малых объёмах, между которыми не остаётся никакой корреляции. При этой температуре надо ожидать появления максимумов аномалий в свойствах антиферромагнетиков. Остатки ближнего порядка должны делать эти максимумы размытыми.

Наличие критической температуры $\Theta_{\text{аф}}$, определяемой по максимуму аномалии теплоёмкости или максимуму магнито-калорического эффекта, указывает с несомненностью на кооперативный характер явления, т. е. на существование фазового перехода второго рода.

Если обменные интегралы для двух групп ближайших соседей имеют различные знаки, то кристалл должен обладать более сложны-

ми свойствами. Наличие положительных обменных сил приводит к тому, что вещество в какой-то мере приобретает свойства, напоминающие ферромагнетизм. Наряду с этим присутствие отрицательных обменных сил вызывает эффект парамагнетизма. Такое «кооперирование» ферромагнитных и парамагнитных свойств делает естественным термин «метамagnetизм».

В настоящее время нет достаточно удовлетворительной квантово-механической теории антиферромагнетизма и метамagnetизма. Имеющиеся попытки построения такой теории (Рудницкий¹⁰⁹, Канер¹¹⁰) содержат ряд произвольных допущений, которые не дают возможности оценить степень приближения и вообще его законность. Кроме того, имеется ряд работ, развивающих квазиклассическую теорию антиферромагнетизма¹¹¹.

Расчёт по квазиклассической теории даёт для начальной восприимчивости выражение

$$\chi = \frac{2N_B^2}{kT} e^{\frac{-2z'|A|}{kT}}, \quad (11.21)$$

которое, в общем, качественно правильно описывает опытные кривые $\chi(T)$ для некоторых антиферромагнетиков. При высоких температурах

($T \gg \frac{z'|A|}{k}$) получаем из (11.21)

$$\chi \sim \frac{N_B^2}{k} \frac{1}{T + \frac{2z'|A|}{k}}, \quad (11.22)$$

т. е. обычный закон Кюри-Вейсса с парамагнитной точкой Кюри $\Theta_p = -\frac{2z'|A|}{k}$. Антиферромагнитная точка Кюри соответствует максимуму на кривой (11.21). Точно так же, как и в случае квазиклассической теории ферромагнетизма, этим результатам можно придавать лишь иллюстративный характер.

Ландау¹¹² построил более строгую термодинамическую теорию, объясняющую качественно аномалию восприимчивости метамagnetиков при низких температурах. Он исходит при этом из следующей модели. Хлориды хрома, железа, кобальта и никеля имеют слоистую структуру. Между кристаллографическими плоскостями, усеянными атомами металла, имеются галогидные «прослойки». При этом принимается, что внутри металлических слоёв действуют положительные ориентирующие обменные силы, а между различными слоями действуют отрицательные обменные силы существенно меньшие, чем положительные.

Таким образом, при низких температурах мы имеем самопроизвольно намагниченные слои, но магнитные моменты их ориентируются в противоположных направлениях, так что весь кристалл в целом не

имеет макроскопической намагниченности, т. е. не ферромагнитен. Если считать, что взаимодействие между различными слоями относительно мало, то можно ожидать, что в сравнительно слабом поле должны наблюдаться отклонения от линейного закона зависимости намагниченности от поля и даже явление насыщения в слабых полях, при котором самопроизвольная намагниченность всех слоёв будет ориентирована параллельно полю.

Для построения количественной теории необходимо, таким образом, принять во внимание три различных эффекта: 1) намагниченность насыщения отдельных слоёв, температурная зависимость которого известна из опытных данных для ферромагнетиков; 2) обменное взаимодействие между различными слоями, энергию которого в первом приближении можно положить пропорциональной скалярному произведению магнитных моментов слоёв; 3) наличие энергии магнитной анизотропии слоёв, которая ввиду симметрии пропорциональна квадрату компоненты магнитного момента, параллельного оси симметрии.

При поле $H = 0$ можно принять, что магнитные моменты слоёв парно антипараллельны. Поэтому все слои можно разбить на две группы. Это разбиение сохраняет смысл в присутствии внешнего поля. Выражения для восприимчивости при температурах выше и ниже точки Кюри имеют такой же характер, как и в классическом законе (10.11). Однако теория приводит к резкой анизотропии магнитных свойств. К сожалению, до сих пор нет опытов по изучению магнитных свойств монокристаллов антиферромагнетиков.

12. ТЕОРИЯ ТЕХНИЧЕСКОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Вейсс на основе высказанной им гипотезы областей самопроизвольной намагниченности пытался построить теорию кривых намагничивания ферромагнетиков. Однако его попытки носили чисто качественный феноменологический характер.

Начало современной теории технической кривой намагничивания было положено трудами советских учёных и в первую очередь известными работами Н. С. Акулова (1928 — 1931 гг.)*), в которых им был установлен универсальный закон магнитной анизотропии для ферромагнитных кристаллов и развиты применения этого закона для объяснения кривых намагничивания, магнитострикции и ряда эффектов, связанных с магнитным состоянием ферромагнетика. Работы Акулова предопределили пути дальнейшего развития теории ферромагнетизма и у нас в Советском Союзе, и за границей. Акулов впервые отчётливо показал, что весь обширный круг явлений, связанных с существованием кривой намагничивания ферромагнетика, обусловлен не обменными силами, обеспечивающими лишь само по-

*) Работы Н. С. Акулова и его школы с большой полнотой изложены в хорошо известной монографии «Ферромагнетизм», ОНТИ (1939).

явление самопроизвольной намагниченности, а магнитным взаимодействием между магнитными моментами электронных спинов и орбит.

Принципиально важный вопрос о теоретическом обосновании гипотезы областей самопроизвольной намагниченности нашёл своё полное разрешение в работах советских учёных Я. И. Френкеля и Я. Г. Дорфмана, Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица, М. Широкова и др.⁷⁸. Теория магнитного гистерезиса была построена точно так же, в основном, трудами советских учёных и в первую очередь Акулова, Кондорского, Шура, Януса, Комара, Займовского, Б. Г. Лившица, Мескина и др. Большой заслугой крупнейшего русского физика-магнитолога В. К. Аркадьева, а также Акулова, Дорфмана, Кондорского, Януса является создание ими большой школы советских физиков-магнитологов и широкое внедрение достижений теории ферромагнетизма в промышленность (магнитная дефектоскопия, магнитный структурный анализ).

а) Основная задача теории технической кривой намагничивания ферромагнетиков заключается в расчёте этой кривой и в определении её зависимости от различных внешних воздействий и внутренних особенностей самого ферромагнитного материала. Прежде всего теория должна была дать обоснование гипотезе областей самопроизвольной намагниченности, которые и предопределяют самое существование кривой намагничивания. Для решения этого вопроса требуется знать те типы взаимодействий между элементарными носителями магнитных моментов, которые управляют всеми процессами технического намагничивания.

Выше мы уже подробно останавливались на описании обменных сил, которые приводят при известных условиях к существованию самопроизвольной намагниченности. Здесь нас будут интересовать лишь отклонения от равновесного значения энергии этих сил (11.6), возникающие при нарушении однородности самопроизвольной намагниченности. Согласно Л. Ландау и Е. Лифшицу^{93,113} это отклонение, по соображениям симметрии, в первом приближении имеет вид

$$\Delta F_{об} = \frac{A}{a} [(\nabla \alpha_x)^2 + (\nabla \alpha_y)^2 + (\nabla \alpha_z)^2], \quad (12.1)$$

где $\nabla \alpha_i$ — градиенты направляющих косинусов вектора самопроизвольной намагниченности относительно координатных осей, A — интеграл обмена, a — постоянная решётки. Этот «добавок» (12.1) энергии обмена в ферромагнетике является существенно положительной величиной ($A > 0$), поэтому обменные силы «противятся» всякому нарушению однородности намагниченности ферромагнетика.

Из анализа кривых намагничивания ферромагнитных монокристаллов вытекает, что они обладают резко выраженной анизотропией магнитных свойств, в основном сводящихся к тому, что в ферро-

магнитном монокристалле имеются «оси легчайшего намагничивания» (см. рис. 48).

Физическая причина этой анизотропии была впервые выяснена Акуловым¹¹⁴, который показал, что ответственным за неё является магнитное взаимодействие между электронами. При этом Акулов, исходя из соображений симметрии, определил общую форму зависимости энергии этого магнитного взаимодействия от ориентации намагниченности в кристалле и от компонент тензора упругих деформаций решётки и внешних упругих напряжений.

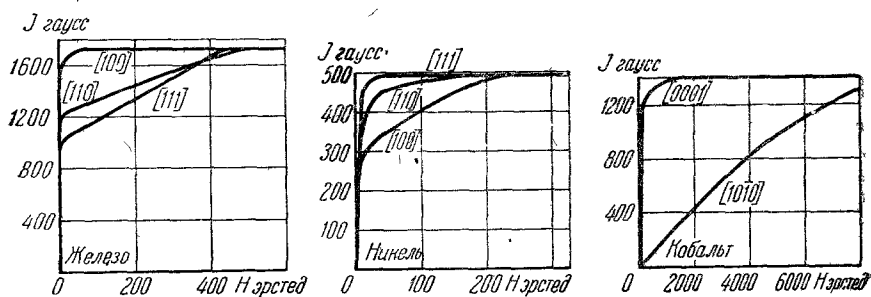


Рис. 48. Кривые намагничивания монокристаллов железа, никеля, кобальта для различных кристаллографических направлений.

При возможных изменениях ориентации спонтанной намагниченности в кристалле изменяются равновесные расстояния между узлами решётки. Поэтому возникают самопроизвольные, так называемые магнитострикционные деформации. В частном случае кубического кристалла в отсутствии внешних напряжений свободная энергия магнитного и упругого взаимодействия будет складываться из трёх выражений (с точностью до 6-х степеней в направляющих косинусах вектора $\mathbf{I}_s$ и вторых степеней тензора магнитострикционных напряжений A_{ik}):

$$F_k^0 = k_0^0 + k_1^0 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + k_2^0 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (12.2)$$

— свободной энергии естественной магнитной анизотропии недеформированного кристалла (без учёта магнитострикционных эффектов), где k_1^0 и k_2^0 — константы кристаллографической магнитной анизотропии;

$$F_{\text{упр}}^0 = \frac{C_1}{2} (A_{11}^0 + A_{22}^0 + A_{33}^0)^2 + C_2 (A_{11}^0 + A_{22}^0 + A_{33}^0) + 2C_3 (A_{12}^0 + A_{23}^0 + A_{13}^0) \quad (12.3)$$

— свободной энергии упругих напряжений кристалла (без учёта маг-

нитных эффектов), где C_i — модули упругости кубического кристалла;

$$\begin{aligned}
 F_{\text{мс}}^0 = & a_0 (A_{11}^0 + A_{22}^0 + A_{33}^0) + a_1 \left[\left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) A_{11}^0 + \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) A_{22}^0 + \right. \\
 & \left. + \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) A_{33}^0 \right] + 2a_2 (\alpha_1 \alpha_2 A_{12}^0 + \alpha_2 \alpha_3 A_{23}^0 + \alpha_1 \alpha_3 A_{13}^0) + \\
 & + a_3 (A_{11}^0 + A_{22}^0 + A_{33}^0) S + a_4 \left[\left(\alpha_1^4 + \frac{2}{3} S - \frac{1}{3} \right) A_{11}^0 + \right. \\
 & \left. + \left(\alpha_2^4 + \frac{2}{3} S - \frac{1}{3} \right) A_{22}^0 + \left(\alpha_3^4 + \frac{2}{3} S - \frac{1}{3} \right) A_{33}^0 \right] + \\
 & + 2a_5 (\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3^2 A_{12}^0 + \alpha_1^2 \alpha_2 \alpha_3 A_{23}^0 + \alpha_1 \alpha_2^2 \alpha_3 A_{13}^0), \quad (12.4)
 \end{aligned}$$

(где $S = \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2$) — свободной энергии магнитострикционных напряжений (здесь α_i — константы магнитострикции $i=1, 2, 3, 4, 5$). При неизменной ориентации самопроизвольной намагниченности ($\alpha_i = \text{const}$) тензор магнитострикционных деформаций A_{ik}^0 находим из условий минимума суммарной свободной энергии (12.2) — (12.4).

$$\frac{\partial}{\partial A_{ik}^0} (F_{\text{к}}^0 + F_{\text{упр}}^0 + F_{\text{мс}}^0) = 0 \quad (i, k=1, 2, 3).$$

Подставляя найденные компоненты A_{ik}^0 в выражение для свободной энергии, получим:

$$F_{\text{на}}^0 = k_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + k_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + k_3 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)^2, \quad (12.5)$$

где

$$\left. \begin{aligned} k_1 = & k_1^0 + \frac{a_1^2}{2C_2} - \frac{a_2^2}{2C_3} + \frac{2}{3} \frac{a_4}{C_2} + \frac{7}{6} \frac{a_1 a_4}{C_2} - \frac{3a_0 a_3 (3C_1 - 2C_2)}{3C_1 + 2C_2}, \\ k_2 = & k_2^0 - \frac{3a_1 a_4}{C_2} - \frac{a_4^2}{C_2} - \frac{a_2 a_5}{C_3} - \frac{a_5^2}{2C_3}, \\ k_3 = & \frac{a_4^2}{2C_2} + \frac{3(3C_1 - 2C_2) a_3^2}{2(3C_1 + 2C_2)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (12.6)$$

В зависимости от соотношения величин и знаков результирующих констант магнитной анизотропии k_1 , k_2 и k_3 монокристалл имеет те или иные оси легчайшего намагничивания, для которых (12.5) имеет минимальное значение; так, например, в железе или пермаллоэ k_1 и $k_2 > 0$, поэтому осями легчайшего намагничивания являются оси типа $[100]$, а в никеле k_1 и $k_2 < 0$, поэтому эти оси суть направления типа $[111]$.

Зная выражения для магнитострикционных деформаций A_{ik}^0 , можно получить, как это впервые показал Акулов¹¹⁹, выражение для относительного удлинения ферромагнетика в каком-либо направлении, характеризуемом направляющими косинусами $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, при заданной ориентации вектора самопроизвольной намагниченности ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$)

$$\left(\frac{\delta l}{l} \right)_{\alpha_i \beta_i}^0 = \sum_{i,k} A_{ik}^0 (\alpha_i) \beta_i \beta_k.$$

В результате элементарных вычислений, с точностью до членов квадратичных относительно α_i , получаем (для кристаллов кубической симметрии):

$$\left(\frac{\delta I}{I}\right)_{\alpha_{ii}}^0 = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + \\ + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1), \quad (12.7)$$

где $\lambda_{100} = -\frac{a_1}{3C_2}$ и $\lambda_{111} = -\frac{a_2}{3C_3}$ — так называемые константы магнитострикции данного кристалла, которые измеряют величину его магнитострикции соответственно для осей $[100]$ и $[111]$ при переходе от размагниченного состояния кристалла до его насыщения вдоль этих осей.

В присутствии внешних напряжений, определяемых тензором σ_{ik} , к свободной энергии (12.2) — (12.4) надо добавить член

$$\sum_{i,k} A_{ik} \sigma_{ik} \quad (12.8)$$

(здесь A_{ik} — тензор напряжений, вызванных и магнитострикцией ($A_{i,k}^0$) и внешними напряжениями ($A_{i,k}^\sigma$), т. е. $A_{ik} = A_{i,k}^0 + A_{i,k}^\sigma$). Определяя опять равновесные значения A_{ik} и подставляя их в выражение полной свободной энергии, найдём добавочную часть к свободной энергии (12.5), вызванную внешними напряжениями. В случае кубического кристалла и однородных напряжений ($\sigma_{ik} = \sigma \gamma_i \gamma_k$, где σ — величина внешнего однородного напряжения, а γ_i — его направляющие косинусы относительно осей кристалла) эта добавка к свободной энергии равна (с точностью до членов, квадратичных относительно α_i)

$$F_\sigma = -\frac{3}{2} \sigma [\lambda_{100} (\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2) + \\ + 2 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \gamma_1 \gamma_2 + \alpha_2 \alpha_3 \gamma_2 \gamma_3 + \alpha_1 \alpha_3 \gamma_1 \gamma_3)]. \quad (12.9)$$

Энергия (12.9) имеет особенно существенное значение при сильных напряжениях ($\lambda_s \sigma \gg k$) или при незначительной естественной магнитной анизотропии. В этом случае результирующая магнитная анизотропия практически целиком обуславливается внешними напряжениями. Данное обстоятельство может быть широко использовано для целей специальных обработок магнитных материалов. В частности, при слабой анизотропии магнитострикции ($\lambda_{100} \approx \lambda_{111} \approx \lambda_s$) (12.9) приобретает весьма простой вид

$$F_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi. \quad (12.9')$$

Хотя магнитное взаимодействие является малой поправкой к электрическим обменным силам, обуславливающим самопроизвольную намагниченность, тем не менее они играют решающую роль во всём сложном комплексе явлений технического намагничивания. Поэтому

выяснение физической природы магнитного взаимодействия в ферромагнетиках имеет не только теоретическое значение, но и необходимо для ясного понимания механизма тех физических процессов, которые обуславливают всю практическую ценность явления ферромагнетизма, ибо без такого ясного понимания физической сущности этих процессов невозможен дальнейший прогресс в технике магнитных материалов.

В первых работах Акулова¹¹⁴ магнитное взаимодействие в ферромагнитных кристаллах с микроскопической точки зрения трактовалось чисто классическим путём. Квантово-механическая трактовка идей Акулова была произведена рядом авторов. Так, например, Блох и Джентиль⁸⁹, Вонсовский^{119a}, Фан-Флек¹²⁷ и др. производили расчёт магнитной анизотропии ферромагнитных монокристаллов; Вонсовский^{119b} произвёл квантово-механическое вычисление магнитострикции ферромагнетиков.

Хольштейн и Примаков⁹¹ решили вопрос о парамагнитной восприимчивости ферромагнетиков. Ахиезер⁹² рассмотрел проблему установления теплового равновесия в газе ферромагнетиков и между ферромагнетиками и тепловыми колебаниями кристаллической решётки.

В основе всех этих расчётов лежит учёт магнитного взаимодействия между спиновыми и «орбитальными» магнитными моментами электронов, принимающих участие в ферромагнетизме. В общем случае оператор магнитной энергии складывается из трёх членов

$$H_{\text{магн}} = u_1 + u_2 + u_3, \quad (12.10)$$

где u_1 — оператор, соответствующий движению электронов относительно ионов решётки — спинорбитальная энергия; u_2 — оператор магнитной энергии, возникающей вследствие относительного движения самих электронов — орбитальная энергия; u_3 — оператор энергии магнитного взаимодействия спиновых магнитных моментов электронов — спиновая (в первом приближении дипольная) энергия.

Эффект «орбитального» взаимодействия u_1 и u_2 , проявляющийся в случае изолированных атомов в образовании тонкой структуры спектральных линий, приводит к появлению «внутренних магнитных полей» порядка 10^5 эрстед. С другой стороны, «эквивалентное магнитное поле» анизотропии ферромагнетиков, определяемое величиной магнитного поля, при котором достигается насыщение в монокристалле вдоль так называемых «труднейших направлений намагничивания» (см. рис. 48), оказывается $\sim 10^2$ эрстед и лишь в редких случаях (кобальт, пирротин) достигает 10^3 — 10^4 эрстед. Объяснение этого несоответствия заключается в том, что в отличие от атомов, где орбитальные моменты отличны от нуля (за исключением s -состояний), в ферромагнитных кристаллах, как показывают измерения гиромангнитного эффекта, средний орбитальный магнитный момент по кристаллу практически равен нулю. Поэтому в первом приближении эффект орбитальных энергий u_1 и u_2 также равен нулю

В этом приближении имеет значение лишь спиновая часть магнитного взаимодействия u_3 , которая и обеспечивает именно тот порядок величины эффективных «полей» анизотропии, который наблюдается на опыте.

Несмотря на отсутствие законченной квантовой трактовки магнитного взаимодействия в ферромагнетиках, всё же имеются известные успехи и в этой области. Так, например, удалось объяснить правильный порядок величины констант магнитной анизотропии. В частности, из теории без всяких дополнительных соображений следует, что в кубических кристаллах (железо, никель) константы анизотропии должны быть меньше по абсолютной величине, чем в случае гексагональных кристаллов (кобальт, пирротин). Это следует просто из того общего факта, что из-за свойств симметрии кубических кристаллов первое приближение для «дипольной» энергии u_3 и второе приближение для орбитальных энергий u_1 и u_2 не приводят к зависимости намагниченности кристалла от ориентации её относительно кристаллографических осей. Для получения этой зависимости надо рассматривать следующие приближения, в то время как в гексагональных решётках анизотропия получается и в первом случае.

Далее, квантовая теория в противоположность классической допускает а priori возможность любого знака констант анизотропии для одного и того же типа кристаллической решётки.

Фан-Флеку¹²⁷ удалось получить температурный ход для констант магнитной анизотропии кубических кристаллов, который в общих чертах согласуется с опытом. Вонсовскому^{119a} удалось получить температурный ход константы анизотропии гексагонального кристалла кобальта и дать принципиальное объяснение изменению знака этой константы, наблюдаемому на опыте. Им также^{119б} была получена температурная зависимость констант магнитострикции, которая допускает возможность немоного изменения этих констант с температурой, а также возможность изменения их знака. Кроме того, было произведено обобщение расчёта магнитострикции на случай бинарных сплавов. Акулов¹¹⁴ развил теорию температурной зависимости констант магнитной анизотропии и магнитострикции, исходя из представления о прецессионных движениях отдельных частей областей самопроизвольной намагниченности, вызываемых, по его гипотезе, тепловым движением решётки.

Константы магнитной анизотропии, как мы подробнее увидим ниже, играют существенную роль во всех процессах технического намагничивания ферромагнетиков. Поэтому естествен тот большой интерес, который проявляют исследователи к измерениям этих констант в различных материалах. Ещё в первых работах Акулова¹¹⁴ были указаны принципы экспериментальных методов определения этих констант (определение работы намагничивания для главных кристаллографических направлений, сравнение экспериментальных и теоретических кривых намагничивания монокристаллов, определение нормальной

слагающей намагниченности в монокристаллах, определение констант из измерений кривых намагничивания поликристаллов в области очень сильных полей). Порядок величины константы k_1 колеблется в пределах от 10^8 эрг/см^3 (пермаллой) до 10^7 эрг/см^3 (кобальт). Знак константы может быть различным (железо $k_1 > 0$, никель $k_1 < 0$). Особенно важно знать температурную зависимость констант анизотропии, ибо она в значительной степени определяет температурный ход всей совокупности «технических» свойств ферромагнетиков. Опыт показывает, что эта зависимость довольно резкая, во всяком случае более резкая, чем температурная зависимость самопроизвольной намагниченности $I_s(T)$ (см. рис. 49, где приведены данные Киренского¹¹⁵ для $k_1(T)$ монокристалла железа, а также и кривая $I_s(T)$). Температурная зависимость k_1 для железа была подробно исследована Титовым¹¹⁶ и Киренским¹¹⁵, для никеля — Брюхатовым и Киренским¹¹⁷, для кобальта — Хонда и Мазумото¹¹⁸. В последнем случае константа меняет знак при температурах около 500° К . Это находит своё теоретическое объяснение¹¹⁹. Точно так же Тарасовым измерялась константа анизотропии важных технических железокремнистых сплавов¹²⁰ (трансформаторная сталь), а Шубиной её температурная зависимость¹²¹, оказавшаяся похожей на температурную зависимость для железа. Подробное исследование констант анизотропии различных ферромагнитных сплавов произвели Альтгаузен¹²², Займовский¹²³, Акулов и Пузей¹²⁴ и другие авторы⁷⁸.

Для определения равновесного распределения самопроизвольной намагниченности важно знать также энергию размагничивающего поля поверхностных ($\sigma_m = \text{Div } I_s$) и объёмных ($\rho_m = \text{div } I_s$) зарядов. Плотность этой энергии равна [см. (4.9) и (4.10)]

$$F_{\text{разм}} = -\frac{1}{2} (\text{Нл}). \quad (12.11)$$

Плотность энергии ферромагнетика относительно внешнего поля H_e равна

$$F_k = -(\mathbf{H}_e \mathbf{I}). \quad (12.12)$$

б) Определив основные типы взаимодействий в ферромагнитном кристалле, можно поставить вопрос о характере распределения в нём

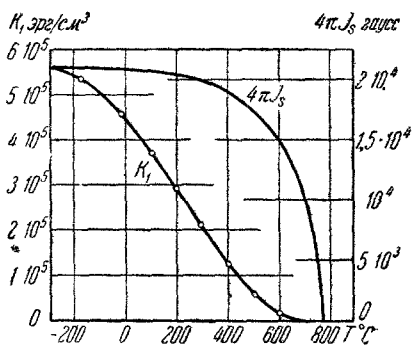


Рис. 49. Температурная зависимость константы магнитной анизотропии (k_1) железа. (По Киренскому.)

*) См. примечание в конце статьи.

самопроизвольной намагниченности. Если бы действовали одни обменные силы, и ферромагнетик был бы однородным по структуре, то на первый взгляд кажется, что он должен намагнититься до насыщения, соответствующего данной температуре, в направлении, отвечающем минимальному размагничивающему фактору. Такое распределение соответствовало бы и минимуму энергии обмена (12.1) и минимуму энергии размагничивающего поля (12.11). Однако можно представить себе энергетически более выгодное распределение I_s , при котором размагничивающее поле вообще отсутствует. Это будет в том случае, если весь объем ферромагнитного образца разобьется на отдельные малые области с таким распределением ориентаций векторов I_s в них, что результирующая намагниченность всего образца в целом равна нулю, т. е.

$$\sum I_s v_i = 0, \quad (12.13)$$

(по образцу)

где v_i — объём i -й области.

При этом появится положительная энергия, связанная с существованием границ между ферромагнитными областями. Однако опыт показывает, что, несмотря на это обстоятельство, именно такое размагниченное состояние естественно для ферромагнитного образца, поэтому уже отсюда напрашивается вывод, что энергия границ между областями (поверхностная энергия) меньше, чем энергия (объёмная) размагничивающего поля (12.12). И лишь при намагничивании образца вдоль направления с нулевым размагничивающим фактором (однородный тор, намагниченный вдоль оси) можно было бы ожидать отсутствия областей. В реальных кристаллах дело усложняется из-за наличия магнитной анизотропии и всяких структурных и химических неоднородностей.

Впервые теоретическое количественное обоснование гипотезы областей самопроизвольной намагниченности дали Френкель и Дорфман¹²⁵. Они рассчитали размеры областей, учитывая лишь конкуренцию между обменными силами и размагничивающим действием поверхности. При этом они получили, что линейные размеры областей l зависят от линейных размеров образца L по формуле

$$l \sim \sqrt{L}. \quad (12.14)$$

В частности, для тел средних размеров с $L \sim 1$ см они получили $l \sim 10^{-2}$ см, т. е. вполне макроскопические размеры. Последнее оправдывает «классический» термодинамический подход к решению задачи об областях самопроизвольной намагниченности.

Строгая количественная теория ферромагнитных областей была построена Л. Ландау и Е. Лифшицем^{113,93}, которые учли влияние энергии магнитной анизотропии. Намагниченность в областях ориентируется вдоль осей легчайшего намагничивания. В случае одноосного ферромагнитного кристалла (кобальт или любой материал, подвер-

гнутый сильным односторонним напряжением) области имеют форму плоскопараллельных слоев с поверхностями, параллельными оси легчайшего намагничивания. Равновесную толщину областей d можно найти по формуле типа (12.14) с коэффициентом, который определяется отношением энергии обмена к энергии магнитной анизотропии ($\sim \sqrt{\frac{A}{k_1 a}}$). Вблизи

поверхности форма доменов становится такой, чтобы уменьшить эффект размагничивания (см. рис. 50) даже ценой увеличения энергии анизотропии в поверхностных областях, которые имеют форму трехгранных призм и где намагниченность направлена перпендикулярно

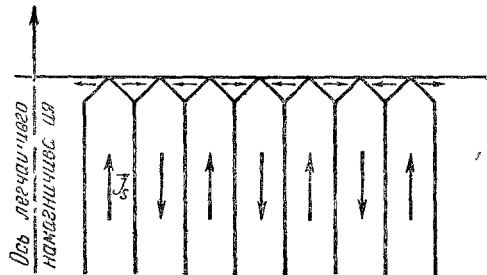


Рис. 50. Структура областей самопроизвольной намагниченности в ферромагнетике с одной осью легчайшего намагничивания (Ландау и Лифшиц).

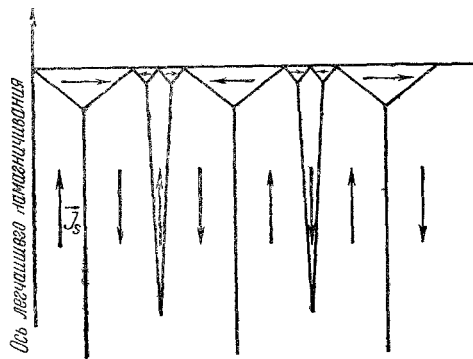


Рис. 51. «Тонкая структура» областей самопроизвольной намагниченности магнитно-одноосного ферромагнетика вблизи поверхности, нормальной к оси легчайшего намагничивания. (По Лифшицу.)

граничном слое между областями, эффективную толщину этого слоя δ и зависимость плотности (поверхностной) энергии этого слоя γ от различных магнитных параметров. А именно, для толщины δ получена формула

$$\delta \sim \sqrt{\frac{A}{k_{\text{эф}}}}, \quad (12.15)$$

где $k_{\text{эфф}}$ — эффективная константа магнитной анизотропии ($\sim \alpha k_1 + \beta \lambda_s \sigma$).

Из (12.15) видно, что чем менее анизотропен материал, т. е. чем меньше $k_{\text{эфф}}$, тем толще граничный слой, т. е. менее резко оформлены отдельные ферромагнитные области. Кроме того, по мере роста температуры, $k_{\text{эфф}}$ сильно падает, это также приводит к тому, что граница теряет свою резкость по мере приближения к точке Кюри, где области вообще исчезают. Плотность свободной поверхностной энергии оказывается равной

$$\gamma \sim \sqrt{k_{\text{эфф}} \cdot A}. \quad (12.16)$$

Формула (12.16) показывает, что чем менее анизотропен материал, тем меньше величина γ . Ниже мы увидим, что характер и величина неоднородностей энергии γ в материале в основном и определяет процессы намагничивания в области слабых магнитных полей. Расчёт Ландау и Лифшица был обобщён Широбоковым¹²⁶, который учёл присутствие внешнего магнитного поля. Обобщение этого расчёта на случай кристалла с несколькими осями легчайшего намагничивания было произведено Ши-

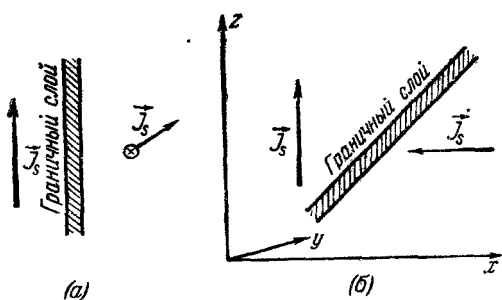


Рис. 52. Два типа 90° -соседств областей самопроизвольной намагниченности в магнитно-многоосном кристалле⁷⁸.

робовым¹²⁶, Лифшицем⁹³ и Вонсовским¹²⁸. В этом случае при некоторых условиях возникает возможность не только «антипараллельных» или 180° -соседств между областями (см. рис. 50 и 51), но и соседств со взаимно перпендикулярной ориентацией намагниченности (90° -соседства) (рис. 52).

В реальных кристаллах, конечно, всё значительно усложняется из-за их структурных неоднородностей. Но во всяком случае можно сказать, что граница между областями располагается так, чтобы вызванное её существованием увеличение свободной энергии ферромагнитного кристалла было минимальным. Поэтому в случае антипараллельных соседств границы располагаются, как правило, по местам с максимумом остаточных внутренних напряжений, где минимально $k_{\text{эфф}} \sim \alpha k + \beta \lambda_s$, а, следовательно, по (12.16) минимальна γ . В случае же взаимно перпендикулярных соседств граница располагается в местах изменения знака внутренних напряжений (ибо именно из-за изменения знака оси легчайшего намагничивания соседних областей различны).

в) Непосредственным опытным доказательством существования областей самопроизвольной намагниченности являются: 1) скачкообразный характер кривых намагничивания в области слабых полей (особенно вблизи наиболее крутого подъема кривой) — так называемый эффект Баркгаузена — и 2) неоднородности в распределении магнитных коллоидных частиц на поверхности ферромагнитного кристалла (так называемые полосы Акулова-Биттера).

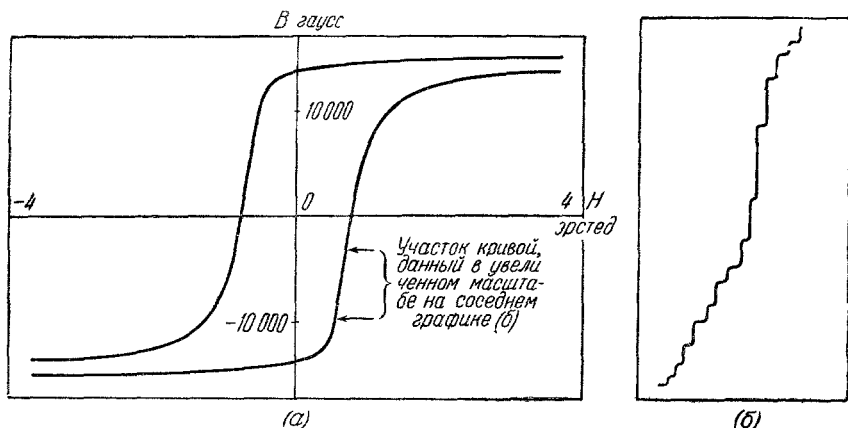


Рис. 53. Ступенчатый характер кривой намагничивания.

Как показали детальные исследования, кривая намагничивания ферромагнетика имеет ступенчатый характер (см. рис. 53). Вертикальные участки кривой соответствуют скачкообразному изменению намагниченности, которое происходит при постоянном внешнем магнитном поле, из-за быстрого изменения ориентации намагниченности в отдельных ферромагнитных областях, намагниченных первоначально не в направлении внешнего магнитного поля. Этот эффект был случайно открыт в 1919 г. Баркгаузеном¹²⁹. Аркадьев¹³⁰ разработал очень простой акустический метод определения этих скачкообразных изменений намагниченности. С помощью осциллографа можно произвести детальное изучение скачков⁷⁸ и определить средний объем перемагничивающейся за один скачок области. Таким образом определённый объем совпадает с теоретической оценкой размеров ферромагнитной области. С помощью особых воздействий на материал (например упругого растяжения и т. п.) можно произвольно увеличивать величину скачков, в пределе придавая петле гистерезиса точно прямоугольную форму (см. ниже).

В 1931 г. Биттер¹³¹, а затем Акулов¹¹⁴ показали, что мелкий ферромагнитный порошок, взвешенный в жидкости, образует при оседании на хорошо отполированной поверхности ферромагнитных

монокристаллов, фигуры (полосы) правильной формы. Была так же показана зависимость расположения этих полос от магнитного состояния образца. Осадки порошка на монокристаллах же были исследованы Акуловым и Дехтярём, Акуловым и Раевским¹³². Миллер и Штейнберг¹³³ исследовали осадки на кристаллах магнетита, Акулов и Базурина¹³⁴ на кристаллах кобальта. Особенно подробно полосы Акулова-Биттера исследовал Эльмор¹³⁵, данные которого находятся не только в качественном, но даже в количественном согласии с теоретическими оценками размеров ферромагнитных областей. На рис. 54 приведены примеры типичных картин осадка на поверхностях ферромагнитных кристаллов.

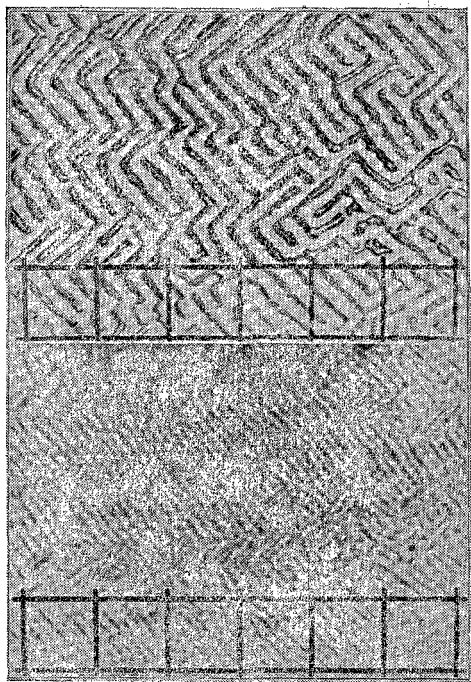


Рис. 54. Картина полос Акулова-Биттера на поверхности монокристалла кремнистого железа; сверху — в присутствии нормально приложенного поля, внизу — без поля. Масштабная сетка— $14\mu \times 14\mu$. Поверхность образца — грань куба.

магнетиков нейтронным пучком¹³⁷, и наконец 3) метод электронной микроскопии¹³⁸. Однако пока имеется весьма небольшой опытный материал, который не позволяет сделать определённых выводов о пределах применимости этих методик.

г) Из самого факта существования областей самопроизвольной намагниченности можно установить типы процессов намагни-

Следует заметить, что полосы Акулова-Биттера дают нам сведения о структуре областей на поверхности кристалла, но не внутри его объёма.

Кроме упомянутых двух способов непосредственного опытного определения магнитной структуры ферромагнетиков, за последнее время были указаны ещё три метода: 1) метод определения магнитных полей рассеяния у поверхности ферромагнитного кристалла с помощью скользящих электронных пучков^{136*}; 2) метод просвечивания ферромагнетиков

*) Идея этого опыта была впервые (1942) высказана П. И. Лукирским.

чивания в ферромагнетиках. Как уже упоминалось, ферромагнитное тело в естественном состоянии, вне магнитного поля, не имеет результирующей намагниченности. Поэтому

$$\sum I_s v_i \cos \vartheta_i = 0$$

(v_i — объём i -й области, ϑ_i — угол между вектором намагниченности i -й области и любым зафиксированным направлением в образце). Если включить внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$, например вдоль данного зафиксированного направления, то тело начинает намагничиваться, т. е. вдоль направления $\mathbf{H}$ появляется отличный от нуля магнитный момент δI_H тела. Этот момент в общем случае складывается из двух частей:

$$\delta I_H = I_s \sum_i \cos \vartheta_i \delta v_i + I_s \sum_i v_i \delta (\cos \vartheta_i). \quad (12.17)$$

Первое слагаемое даёт в δI_H долю, полученную от роста объёмов областей вектора $\mathbf{I}_s$, в которых направление относительно $\mathbf{H}$ энергетически более выгодно, за счёт объёма областей, намагниченных энергетически менее выгодно. Эти процессы идут путём смещения границ между областями и кратко называются процессами смещения. Второе слагаемое правой части (12.17) даёт в δI_H долю, полученную от изменения направления $\mathbf{I}_s$ в областях ($\delta \cos \vartheta_i$!). Эти процессы принято называть процессами вращения. Таким образом восприимчивость ферромагнетика можно представить в виде суммы восприимчивостей этих двух типов процессов:

$$\chi = \chi_{\text{см}} + \chi_{\text{вр}} = \left(\frac{dI}{dH} \right)_{\text{см}} + \left(\frac{dI}{dH} \right)_{\text{вр}}. \quad (12.17')$$

Анализ кривых намагничивания реальных материалов показывает, что в области слабых полей [начальный участок кривых, включая максимум на кривой Столетова (рис. 22) для проницаемости] основную роль играют процессы смещения ($\chi_{\text{см}} \gg \chi_{\text{вр}}$). При полях, больших, чем поле, соответствующее максимуму на кривой Столетова, наоборот, основную роль играют процессы вращения ($\chi_{\text{вр}} \gg \chi_{\text{см}}$).

Здесь также следует упомянуть, что оба эти типа процессов в свою очередь могут быть обратимыми и необратимыми. Последний тип процессов определяет собой всё явление магнитного гистерезиса [см. ниже раздел ж)].

д) Рассмотрим сперва обратимые процессы намагничивания и в первую очередь обратимые процессы смещения. Эти процессы обуславливают важные магнитные параметры — начальную и обратимую магнитную восприимчивость ферромагнетиков. Количественная разработка теории этих процессов принадлежит Е. И. Кондорскому¹³⁹.

Вопрос о реальном существовании процессов смещения в настоящее время не вызывает сомнений. Однако при попытках построения количественной теории возникают существенные трудности.

Строение граничных слоёв между областями и процессы их смещения зависят сложным образом от структурного состояния ферромагнитного кристалла. Отсутствие достаточных сведений об этом состоянии и его резко «индивидуальный» характер для каждого данного образца делают затруднительным построение количественной теории кривой намагничивания в слабых полях. Именно поэтому установление общих закономерностей, не зависящих от случайных свойств отдельного образца, представляет интерес для развития количественной теории.

Каждому стационарному состоянию ферромагнетика соответствует определённое распределение областей самопроизвольной намагниченности. Расположение границ между ними определяется из условия минимума поверхностной энергии γ [см. (12.16)] этих границ, магнитно-упругой энергии областей и энергии внутренних магнитных полей рассеяния.

Смещение граничной зоны S_{kl} между соседними областями или магнитными «фазами» k и l может произойти, если по разные стороны от границы плотность свободной энергии внешних сил F_e будет различна. Если на данном участке dS_{kl} граничной поверхности смещение равно δn_{kl} , то полная работа внешнего давления по всей границе равна

$$\int_{(S_{kl})} [(F_e)_l - (F_e)_k] \delta n_{kl} dS_{kl}. \quad (12.18)$$

Часть работы (12.18) идёт на покрытие возрастания внутренней свободной энергии F_i , связанной с силами магнитно-упругой анизотропии, которое равно

$$\int_{(S_{kl})} [(F_i)_k - (F_i)_l] \delta n_{kl} dS_{kl}. \quad (12.19)$$

Другая часть (12.18) идёт на компенсацию изменения поверхностной энергии между фазами

$$\delta \int_{(S_{kl})} \gamma_{kl} dS_{kl}. \quad (12.20)$$

В общем случае изменение (12.20) может происходить в силу трёх причин: 1) благодаря локальным изменениям поверхностной энергии γ_{kl} , вызванным смещением граничного слоя в новые места кристалла

$$\int_{(S_{kl})} \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial n} \delta n dS_{kl}; \quad (12.21)$$

2) благодаря изменениям величины площади поверхности S_{kl} , вызванным изменением её кривизны при смещении

$$\int_{(S_{kl})} \gamma_{kl} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)_{kl} \delta n_{kl} dS_{kl}; \quad (12.22)$$

3) благодаря изменению величины площади поверхности, вызванному деформацией ограничивающего её контура Γ_{kl}

$$\oint_{\Gamma_{kl}} (\gamma_{kl})_{\Gamma_{kl}} (\delta \mathbf{n}_{kl})_{\Gamma_{kl}} d\Gamma_{kl}. \quad (12.23)$$

При обратимом смещении границ должно выполняться условие минимума полной свободной энергии тела F . Суммарное изменение δF при смещениях границ между всеми соседними магнитными фазами должно быть равно нулю (при произвольных $\delta \mathbf{n}_{kl}$). Решение этой вариационной задачи смешанного типа в общем виде весьма сложно. Однако её можно значительно упростить, допустив, что структура областей имеет такую «геометрию», при которой величина площади границ не меняется заметно в процессе смещения. В реальных условиях это может осуществляться, например, если области имеют форму, близкую к плоскопараллельным слоям (см. рис. 50). В этом случае материал должен быть однородным по своей структуре, и по возможности лишённым включений. При наличии включений границы между магнитными фазами при смещении принуждены «обтекать» включения и могут при этом заметно изменять величину своих поверхностей. Таким образом, в случае однородного материала процесс смещения границ между фазами практически полностью регулируется локальными изменениями плотности свободной энергии (12.18) и граничной энергии (12.21) и (12.22). Величиной (12.23) при этом можно пренебречь. Напротив того, для гетерогенных материалов при наличии большого числа включений процесс смещения границ между магнитными фазами почти целиком определяется (12.23). Приближение для «однородного» случая можно назвать «теорией напряжений» (Кондорский), а для гетерогенного случая «теорией включений» (Керстен).

В случае однородных материалов по схеме «теории напряжений» и последовательном пренебрежении величиной (12.23), минимум полной свободной энергии F достигается при условии, что

$$(F_e)_l - (F_e)_k = (F_i)_k - (F_i)_l + \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial n} + \gamma_{kl} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (12.24)$$

Равновесие границы будет устойчивым, если правая часть (12.24) возрастает с ростом внешних сил, в противном случае мы переходим в область необратимых смещений. Из (12.24) находим для полного изменения объёма k -й магнитной фазы:

$$\delta n_k = \sum_{l (\neq k)} \int_{(S_{kl})} C_{kl} \delta [(F_e)_l - (F_e)_k] dS_{kl}, \quad (12.25)$$

где величина, обратная C_{kl} , обозначает градиент внутренних сил, т. е.

$$C_{kl}^{-1} = \frac{\partial}{\partial n} \left[(F_i)_k - (F_i)_l + \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial n} + \gamma_{kl} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right]. \quad (12.26)$$

Формула (12.25) даёт принципиальное решение всей задачи обратимого смещения границ в рамках теории напряжений и в пренебрежении магнитными полями рассеяния. Основная трудность применения (12.25) к конкретным случаям заключается в определении градиентов (12.26) внутренних сил, которые зависят от структурного состояния образца. Если смещение границ между магнитными фазами вызвано внешним магнитным полем $\mathbf{H}$, то

$$\delta [(F_e)_l - (F_e)_k] = I_s (h_k - h_l) \delta H, \quad (12.27)$$

где h_k и h_l — косинусы углов между векторами $\mathbf{I}_s$ в фазах k и l и направлением вектора изменения магнитного поля $\delta \mathbf{H}$ (которое в общем случае может и не совпадать с направлением вектора $\mathbf{H}$).

При смещении границ между магнитными фазами, вызванном изменением однородного напряжения $\delta \sigma$, имеем:

$$\delta [(F_e)_l - (F_e)_k] = \begin{cases} \frac{3}{2} \lambda_{100} (\beta_k^2 - \beta_l^2) \delta \sigma, & \text{оси легчайшего намагничивания} \\ & \text{типа [100],} \\ \frac{3}{2} \lambda_{111} (\beta_k^2 - \beta_l^2) \delta \sigma, & \text{оси легчайшего намагничивания} \\ & \text{типа [111].} \end{cases} \quad (12.28)$$

Здесь β_k и β_l — косинусы углов между направлением напряжения $\delta \sigma$ и намагниченностями фаз k и l . При одновременном действии магнитного поля и напряжений обратимое изменение объема k -й магнитной фазы равно

$$\delta n_k = \sum_{l(\neq k)} \int_{(S_{kl})} C_{ik} \left[I_s (h_k - h_l) \delta H + \frac{3}{2} \lambda_s (\beta_k^2 - \beta_l^2) \delta \sigma \right] dS_{kl}, \quad (12.29)$$

где $\lambda_s = \lambda_{100}$ в случае железа, $\lambda_s = \lambda_{111}$ в случае никеля.

Из (12.29) видно, что при малых обратимых смещениях границ эффекты магнитного поля и напряжений аддитивны. Однако, как только входят в игру необратимые смещения, эта аддитивность пропадает. В частности, δn_k будут зависеть от последовательности включения поля и напряжений, от способа их включения и изменения и т. п. (см. ниже).

На основе общего соотношения (12.29), Кондорский получил формулы для обратимой восприимчивости χ_r , обусловленной обратимыми процессами смещения границ между областями самопроизвольной намагниченности. Эта величина складывается аддитивно из обратимых смещений 180°-границ $\chi_{\parallel r}$ и 90°-границ $\chi_{\perp r}$, при этом

$$\chi_{\parallel r} = \chi_1 \sum_i \left[1 - \left(\frac{n_i - \bar{n}_i}{n_i + \bar{n}_i} \right) \right] (n_i + \bar{n}_i)^2 h_i^2. \quad (12.30)$$

Если антипараллельно намагниченные области группируются в блоки, то (12.30) имеет несколько иной вид:

$$\chi_{\parallel r} = \chi_1 \sum_i \left[1 - \left(\frac{n_i - \bar{n}_i}{n_i + \bar{n}_i} \right)^2 \right] (n_i + \bar{n}_i) h_i^2, \quad (12.30')$$

$$\begin{aligned} \chi_{\perp r} = \chi_2 \sum_i [(n_i + \bar{n}_i) (n_k + \bar{n}_k) (h_i^2 + h_k^2) - \\ - 2 (n_i - \bar{n}_i) (n_k + \bar{n}_k) h_i h_k]. \end{aligned} \quad (12.31)$$

(где множители χ_1 и χ_2 определяются через градиенты внутренних сил (12.26) и, следовательно, зависят от структурных свойств материала, n_i — концентрация i -й магнитной фазы с положительным направлением намагниченности, а $\bar{n}_i$ — то же для фазы с отрицательным направлением вектора $\mathbf{I}_s$). Из (12.30) — (12.31) видно, что обратимая восприимчивость зависит: 1) от структурных свойств решетки, через постоянные χ_1 и χ_2 , 2) от магнитной структуры, т. е. от соотношения концентрации n_i различных магнитных фаз*), 3) от ориентации намагниченности в кристалле — анизотропия χ_r , обусловленная зависимостью от направляющих косинусов h .

Из теории Кондорского следует, что при равномерном распределении магнитных фаз (все n_i одинаковы) анизотропия χ_r отсутствует. В случае же резко выраженной магнитной текстуры (концентрации n_i сильно отличаются друг от друга) можно ожидать значительной анизотропии χ_r . В частности, Кондорский¹⁴⁰ таким образом объяснил результаты опытов Вильямса¹⁴¹, который нашёл, что начальные магнитные восприимчивости в монокристаллах кремнистого железа, имеющих форму замкнутых плоских рамок со сторонами, параллельными главным кристаллографическим осям [100], [110] и [111], относятся соответственно как $\chi_{ar[100]} : \chi_{ar[110]} : \chi_{ar[111]} = 6:3:2$. При этом надо лишь предположить, что в образцах, в силу их плоской формы, имеется резкая анизотропия размагничивающего фактора, которая приводит к ярко выраженной магнитной текстуре.

Обобщая расчёт Кондорского, можно получить¹⁴² зависимость магнитной восприимчивости от внешних упругих напряжений, которая качественно подтверждается опытами, правда ещё весьма немногочисленными.

В силу резкой структурной зависимости начальной проницаемости ($\mu_a = 4\pi\chi_a$) теория в настоящем её состоянии не может определить численных значений χ_{ar} . В реальных материалах эти значения изменяются в широких пределах от нескольких единиц или десятков (например, у никеля $\mu_a \sim 30$) до десятков тысяч (например, железо-кремнисто-алюминиевый сплав сендаст: $\mu_a \sim 35\,000$). Из теории,

*) При резко неоднородном распределении этих концентраций мы имеем дело с явлением магнитной текстуры.

однако, следует общее качественное утверждение, что, чем материал менее магнитно-анизотропен, чем он чище и чем менее искажена его кристаллическая решётка, тем выше его начальная проницаемость. Из теории следует, что структурно чувствительные величины χ_1 и χ_2 , которые входят в выражения (12.30) — (12.31), изменяются, соответственно, обратно пропорционально неоднородностям граничной энергии $\gamma \left(\chi_{\parallel} \sim \frac{1}{\Delta\gamma} \right)$ или произведению константы магнитострикции на среднюю амплитуду внутренних напряжений $\left(\chi_{\perp} \sim \frac{1}{\lambda_2 \sigma_f} \right)$. Поэтому при прочих равных условиях для получения материала с максимальным значением μ_a необходимо добиваться уменьшения магнитострикционных деформаций. Например, этого можно добиться присадками к металлу или сплаву каких-либо добавочных элементов. Опыт показывает, что, действительно, такими свойствами обладают сплавы с малой магнитострикцией (например, сплав 1040 из системы Fe — Ni — Cu — Mo¹⁴³, сплав сендаст из системы Fe — Si — Al¹⁴⁴). Подробные исследования по влиянию величины магнитострикции на величину начальной восприимчивости производил Займовский¹⁴⁵ и др. Весьма своеобразна температурная зависимость начальной восприимчивости. Вблизи точки Кюри кривая $\chi_a(T)$ имеет резкий максимум (эффект Гопкинсона) (см. рис. 55). Подробное исследование этого явления было произведено рядом авторов: Займовский¹⁴⁶, Хонда и Нишина¹⁴⁷, Киркхам¹⁴⁹, Дехтяр и Андрияшин¹⁴⁸, Дрожжина и Шур¹⁵⁰. Однако современное состояние теории технической кривой намагничивания не позволяет ещё дать количественного объяснения этой зависимости.

Керстен¹⁵¹, развивая упомянутую выше теорию «включений», также получил формулу для начальной восприимчивости, которая имеет вид

$$\chi_a(T) = C \frac{I_s^2(T)}{\sqrt{k_1(T)}}. \quad (12.32)$$

Таким образом, температурная зависимость χ_a входит лишь через спонтанную намагниченность I_s и константу анизотропии k_1 . Однако постоянство множителя C с температурой и его величина остаются в рамках этой теории пока совершенно не определёнными.

Как показал Ганс¹⁵², обратимая восприимчивость ферромагнетиков (которая определяется как предел отношения изменения намагниченности образца ΔI к изменению магнитного поля — ΔH при его уменьшении и при $|\Delta H| \rightarrow 0$) во многих случаях оказывалась универсальной функцией намагниченности. В параметрической форме эта зависимость имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\chi_r}{\chi_{ar}} &= \frac{1}{x^2} - \frac{1}{\operatorname{sh}^2 x}, \\ \frac{I}{I_s} &= \operatorname{cth} x - \frac{1}{x}. \end{aligned} \right\} \quad (12.33)$$

На рис. 56 приведены такая теоретическая кривая (12.33) для мягкого железа и опытные точки. Однако за последнее время были обнаружены резкие отклонения от закона (12.33). Это наблюдали, например Самуэль¹⁵³ для кобальта, Гольдшмид¹⁵⁴ и Шубина⁷⁸ для кремнистого железа. Общая теория Кондорского¹³⁹ позволяет понять природу этих отклонений, связанную с явлением магнитной текстуры. Браун¹⁵⁵, на основе выводов из теории Кондорского, показал, что эмпирическое соотношение (12.33) может быть принципиально

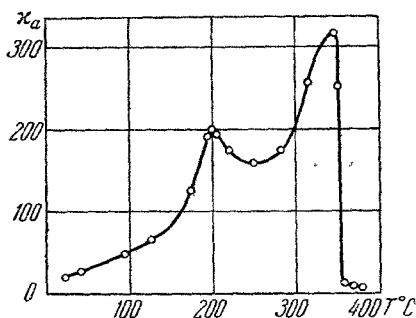


Рис. 55. Температурная зависимость начальной восприимчивости никеля. (По Киркхаму.)

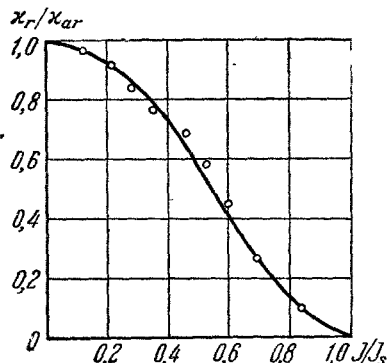


Рис. 56. Обратимая восприимчивость. (По Гансу.) Теоретическая кривая (12.33) и экспериментальные точки для мягкого железа.

оправдано лишь при весьма специальных предположениях о характере внутренних напряжений в материале и его магнитной текстуре.

Кондорский^{47,156} впервые отметил, что начальная восприимчивость может не совпадать, как это считается обычно, с начальной обратной восприимчивостью ($\chi_a > \chi_{ar}$). Уже в сколь угодно слабом поле может наступать необратимое смещение границ. Исследуя намагничивание ферромагнетиков (железо-никелевый сплав с 15% Ni), подвергнутых натяжению, в зависимости от характера возрастания магнитного поля, Кондорский нашёл, что неравенство $\chi_a > \chi_{ar}$ имеет место в образцах, размагниченных без нагрузки, а затем подвергнутых натяжению и намагничиваемых плавным увеличением поля. Это происходит потому, что здесь границы в исходном состоянии находятся в неустойчивом равновесии, и необратимое намагничивание должно начаться в более слабых полях, чем когда размагничивание образца произведено под нагрузкой, и, в результате, образовались области, устойчивые при данных условиях.

Изменения начального участка кривой намагничивания можно ожидать во всех случаях, когда тем или иным способом произведено

изменение распределения магнитных фаз исходного (например, размагниченного) магнитного состояния тела.

В частности, как показал Дехтяр¹⁵⁷, начальная восприимчивость монокристаллов метеоритного железа существенно образом зависит от последовательности наложения упругих напряжений и включения магнитного поля, а также и от условий размагничивания кристаллов. Дрожжина и Шур¹⁵⁸ провели всестороннее изучение влияния условий размагничивания, последовательности наложения и снятия упругой нагрузки и включения магнитного поля на начальный участок кривых намагничивания - поликристаллических образцов железа, никеля и трансформаторной стали. Ими было отмечено, что возрастание восприимчивости, вызванное «упругой волной» при нагрузке или разгрузке образца, имеет своим верхним пределом восприимчивость так называемой безгистерезисной (идеальной) кривой намагничивания.

Величина намагниченности в слабых магнитных полях существенно зависит от температурной предистории образца и от момента включения магнитного поля. Этот эффект объясняется: 1) температурным гистерезисом структурных превращений в кристаллической решётке гетерогенных ферромагнитных материалов и 2) температурным магнитным гистерезисом, присущим самим процессам технического намагничивания.

Явление неоднозначной температурной зависимости намагниченности при заданной величине магнитного поля в начальном участке кривой $I(H)$ уже давно используется, например, для так называемого температурного остаривания постоянных магнитов (последовательное нагревание и охлаждение остаточного намагниченных образцов) или при получении безгистерезисных (идеальных) кривых намагничивания. Однако начало современному изучению этого явления кладут работы Дрожжиной и Шура¹⁵⁹, которые установили в качественной форме связь температурного магнитного гистерезиса с процессами технического намагничивания.

е) Обратимые процессы вращения. Завершение процессов смещения в ферромагнитных монокристаллах должно приводить к техническому насыщению последних вдоль одной из осей легкой намагничивания, ближайшей к направлению намагничивающего поля. Дальнейшее увеличение поля вызывает процесс вращения вектора I_s , который заканчивается, когда вектора I_s и H становятся параллельными друг к другу. Такое резкое разбиение кривой намагничивания на два различных участка, отличающихся по своей природе, конечно, носит лишь относительный характер. Можно лишь утверждать, что, как уже указывалось, в области слабых полей (ниже максимума на кривой Столетова, рис. 22) $\chi_{см} \gg \chi_{вр}$, а в средних полях (после максимума на кривой Столетова до насыщения) $\chi_{вр} \gg \chi_{см}$. В наиболее резком виде такое разграничение процессов намагничивания наблюдается на кривых намагничивания ферромагнитных монокристаллов (см. рис. 48).

Закон магнитной анизотропии Акулова¹¹⁴ позволяет рассчитать теоретически кривую намагничивания для любого монокристалла и для любого направления в нём в области полей, где $\chi_{\text{вр}} \gg \chi_{\text{см}}$. Расчёт этих кривых сводится к определению минимума суммарной свободной энергии монокристалла, складывающейся из энергии магнитной анизотропии (12.5) и энергии относительно внешнего поля (12.12*). В качестве примера приведём расчёт кривой намагничивания для монокристалла кубической симметрии, имеющего форму проволоки, ось которой совпадает с направлением $[110]$ (диагональ грани куба), как это показано на рис. 57. Согласно (12.5) и (12.12) плотность свободной энергии кристалла равна

$$F = k_1 \alpha_1^2 \alpha_2^2 - H I_s \cos \vartheta, \quad (12.34)$$

В состоянии, соответствующем минимуму на кривой намагничивания, имеется всего лишь две магнитные фазы с намагниченностями I_s , параллельными осям $[100]$ и $[010]$, которые составляют одинаковый угол в 45° с осью проволоки и направлением поля $\mathbf{H}$. Так как расположение I_s относительно $\mathbf{H}$ в обеих фазах совершенно одинаково, то весь расчёт можно провести с одной фазой, положив условно, что вся намагниченность направлена вдоль оси $[100]$. Обозначим через ϑ угол между I_s и $\mathbf{H}$ (см. рис. 57), тогда

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

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

$$\alpha_3 = 0$$

и, вводя относительную намагниченность $j = \cos \vartheta = \frac{I}{I_s}$, получаем из (12.34)

$$F(j) = \frac{1}{4} k_1 (2j^2 - 1)^2 - H I_{sj}.$$

Условие термодинамического равновесия $\frac{\partial F}{\partial j} = 0$ дает:

$$H = \frac{2k_1}{I_s} (2j^2 - 1)j. \quad (12.35)$$

*) Строго говоря, к этому надо еще добавить энергию размагничивающего поля F_H , определяемую формой образца¹⁵⁹. Но для образцов в форме длинных проволок или замкнутых рамок [Вильямс¹⁴¹] учет энергии E_H не существует.

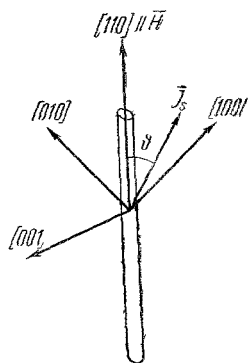


Рис. 57.

(12.35) и является уравнением кривой намагничивания процесса вращения кубического кристалла для оси $[110]$. Графически эта кривая изображена на рис. 58. При $H=0$ (если полностью исключить процессы смещения) $j = \frac{1}{\sqrt{2}}$, т. е. в точке кника на экспериментальной кривой I должно равняться $I_s\sqrt{2}$, что и наблюдается в действительности (см. рис. 48). Поле насыщения $H_{s[110]} = \frac{2k_1}{I_s}$. Например, в случае железа ($k_1 \sim 4 \cdot 10^5$, $I_s \sim 1,7 \cdot 10^3$) $H_{s[110]} \sim 470$ эрстед, что также соответствует опытным данным. Аналогичное соответствие между теорией и опытом наблюдается и в других случаях.

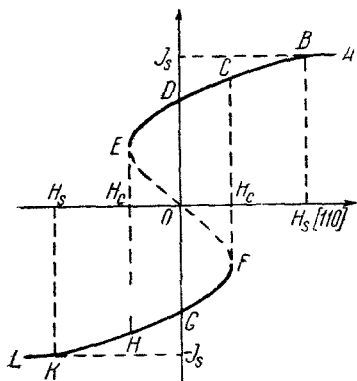


Рис. 58. Теоретическая кривая намагничивания ферромагнитного кубического кристалла вдоль оси $[110]$, рассчитанная в предположении, что всё намагничивание идёт путём процесса вращения.

тов расчёта кривых $I(H)$ для монокристаллов в случае поликристаллических образцов имеет смысл, главным образом, при достаточно высоких полях [см. ниже раздел ж)].

Очень удобной магнитной величиной для изучения ферромагнитных монокристаллов в области интенсивных процессов вращения является нормальная (к полю) слагающая намагниченности $I_{\perp}$. Эти измерения, проводимые обычно с помощью монокристаллических дисков, в гораздо меньшей степени зависят от размагничивающего фактора образца, чем измерения кривых $I_{\parallel}(H)$. Поэтому именно измерения $I_{\perp}$ могут быть с успехом использованы для наиболее точного определения констант магнитной анизотропии.

При помещении монокристаллического диска во внешнее однородное поле $\mathbf{H}$ (см. рис. 59), параллельное его поверхности, на век-

Акулов¹¹⁴ произвёл также расчёт кривых намагничивания поликристаллов (для полей, где $\chi_{\text{вр}} \gg \chi_{\text{см}}$), путём простого усреднения данных для монокристаллов при определённом распределении направлений осей отдельных кристаллитов поликристаллического образца. Эти расчёты были подтверждены опытами Жигалло и Сидельникова¹⁶⁰. Однако при этих расчётах возникает затруднение из-за невозможности точного учёта магнитного взаимодействия между отдельными кристаллитами (см. ниже), которое, прежде всего, стирает резкость между участками кривой для процессов вращения и смещения (задержка завершения процессов смещения и одновременное «развязывание» интенсивного вращения векторов I_s). Поэтому использование результа-

тор I_s (при закреплённом диске) будет действовать вращательный момент со стороны внешнего поля

$$t_H = -H_e I_s \sin \vartheta,$$

и в силу магнитной анизотропии возникнет ещё один вращательный момент

$$t_k = -\frac{dF_k}{d\rho}.$$

В состоянии равновесия $t_H = t_k$ и, следовательно, для ориентации диска, изображённой на рис. 59, будем иметь кривую для нормальной слагающей намагниченности в плоскости диска

$$I_{\perp} = I_s \sin(\rho_1 - \rho) = \frac{k_1}{2H} \sin 4\rho.$$

Акулов¹¹⁴ впервые рассчитал кривые $I_{\perp}(H, \rho_1)$. Метод измерения $I_{\perp}$ или t_H нашёл широкое практическое применение. Акулов и Брюхатов¹¹⁴ разработали специальный тип вращательного магнетометра для определения $I_{\perp}$, а также и для определения по кривым $t_H(\rho, H)$ кристаллографической текстуры в дисках, вырезанных из поликристаллических образцов. Эти исследования привели к созданию особого практического метода магнитного контроля текстуры изделий (главным образом из листового материала)—так называемого магнитного текстурного анализа. Развитие этого метода обязано работам, главным образом, советских учёных Акулова и Брюхатова¹¹⁴, Аксёнова и Григорова¹⁶¹, Титова¹⁶², Волкова¹⁶³ и других.

Более детальное исследование кривых $I_{\perp}(\rho, H)$ показало наличие ряда отклонений от формул, полученных первоначально Акуловым. Эти отклонения, однако, как показали анализ и измерения Тарасова¹⁶, Бозорта и Вильямса¹⁰⁵, Киренского¹⁶⁶ и Шубиной¹⁶⁷, могут быть объяснены той же теорией Акулова, если только принять во внимание влияние размагничивающего фактора диска и более точно учесть энергию магнитной анизотропии. Поэтому изучение кривых $I_{\perp}$ и их практическое использование являются блестящим доказательством плодотворности и точности теории магнитной анизотропии, созданной в первую очередь трудами Акулова¹¹⁴.

Как уже указывалось выше, магнитная анизотропия ферромагнитных кристаллов может существенно зависеть от внешних и внутренних напряжений. В частности, при очень сильных напряжениях ($\lambda s \gg k_1$), последние практически одни и задают «тон» всей анизо-

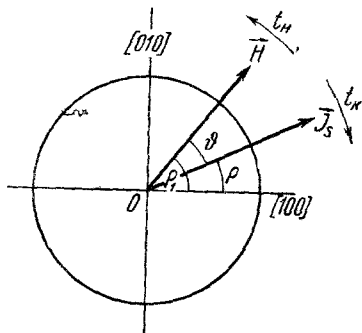


Рис. 59. К расчёту нормальной слагающей намагниченности в монокристаллическом диске.

тропии кристалла. Именно поэтому кривые намагничивания в области процесса вращения также весьма чувствительны к напряжениям. Акулов¹¹⁴, Ганс¹⁶⁸ и др. произвели расчёт кривых для монокристаллов с учётом внешних напряжений. Акулов и Киренский¹⁶⁹ произвели общий расчёт кривых намагничивания поликристаллов вблизи насыщения для диффузного распределения напряжений и при однородной упругой деформации. Эти расчёты дают возможность определять константы магнитоэлектрики и магнитной анизотропии, а также величину внутренних напряжений из измерений над поликристаллами. Аналогичная работа была проделана Яньшиным¹⁷⁰.

В качестве иллюстрации рассмотрим расчёт кривых намагничивания в области процесса вращения при очень сильных напряжениях ($\lambda_s \sigma \gg k_1$)¹⁷¹. В этом случае свободная энергия кристалла в силу (12.9') и (12.12) равна

$$F = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \vartheta - H I_s \cos \vartheta, \quad (12.36)$$

где ϑ — угол между векторами $\mathbf{H}$ и $\mathbf{I}_s$. Напряжения при этом являются односторонними и параллельными вектору $\mathbf{H}$. Из условия термодинамического равновесия

$\frac{\partial F}{\partial \vartheta} = 0$ находим по (12.36):

$$I = I_s \cos \vartheta = -\frac{I_s}{3\lambda_s \sigma} H$$

и, следовательно,

$$\chi = -\frac{I_s^2}{3\lambda_s \sigma}. \quad (12.37)$$

Из (12.37) следует, что при очень сильных растяжениях ($\sigma > 0$) в материалах с отрицательной магнитоэлектрикой ($\lambda_s < 0$), (например никель) кривые намагничивания имеют вид прямых, наклон которых зависит от I_s , λ_s и σ и определяется по (12.37). Измерения таких кривых на никеле производили Беккер и Керстен¹⁷¹.

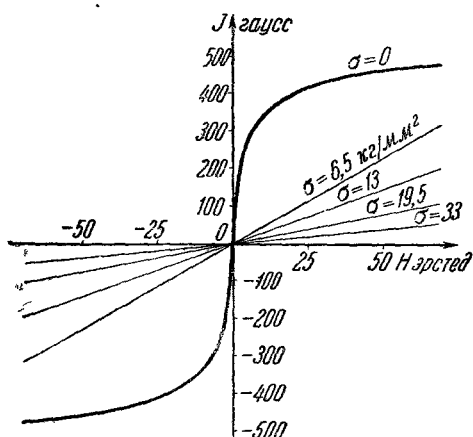


Рис. 60. Влияние одностороннего упругого растяжения σ на кривые намагничивания поликристаллического никеля. (По Беккеру и Керстену.)

Эти измерения (см. рис. 60) показали полную справедливость формулы (12.37). Грабовский¹⁷² исследовал кривые намагничивания растянутого никеля при низких температурах с целью определения хода этих кривых при резком возрастании констант кристаллографической магнитной анизотропии. При этом оказалось, что, в отличие от комнатных температур, при -183°C прямолинейные

кривые намагничивания сильно растянутого никеля ($\sigma \sim 17 \text{ кг/мм}^2$) имеют в начальном участке заметный излом. Это соответствует тому, что при низких температурах условие $\lambda_s \sigma \gg k_1$ нарушается, и в слабых полях наряду с процессами вращения начинают играть заметную роль процессы смещения.

Горелик¹⁷³ и Любина¹⁷⁴ исследовали влияние напряжений на кривые намагничивания в области процесса вращения при наложении двух взаимно перпендикулярных магнитных полей. Эти исследования имеют существенное значение для практического применения (в конструировании высокочувствительных магнетометров).

Помимо рассмотренных случаев намагничивания ферромагнетиков путём процесса вращения, следует упомянуть ещё один случай, который может иметь место в материалах, обладающих сильными внутренними напряжениями σ_i с беспорядочным распределением их ориентаций (например, жёсткие магнитные материалы типа сталей, закалённых на мартенсит). Можно допустить, что в небольших объёмах внутри образца σ_i однородны, по границам этих объёмов (где происходит изменение ориентации векторов σ_i) имеются «пики» напряжений или «сетка» включений, которые создают очень высокий потенциальный барьер, задерживающий процессы смещения при намагничивании материала. Если средние размеры этих «изолированных» объёмов соизмеримы с равновесными размерами ферромагнитных областей, то естественно предположить, что в каждом таком объёме поместится одна область, границы которой будут жёстко «закреплены» у «пиков» напряжений или «сетки» включений. В силу этого последнего обстоятельства, процессы вращения достигают заметного развития в области слабых полей при практически полном затормаживании процессов смещения. Поэтому в таких материалах начальная восприимчивость будет целиком определяться процессами вращения, а не смещения, как это имеет место в мягких материалах. Как уже упоминалось выше, общее решение задачи вычисления кривой намагничивания было дано Акуловым и Киренским¹⁶⁵, а также Беккером¹⁷⁵. В настоящее время наши сведения о величине и распределении внутренних напряжений в реальных материалах весьма скудны. Поэтому, наоборот, магнитные измерения над материалами с сильными внутренними напряжениями пытаются использовать для определения величины и дисперсности σ_i . Наиболее удобной величиной для этого определения является начальная восприимчивость, которая имеет вид

$$\chi_a = \frac{l_s^2}{\alpha \lambda_s} \left(\frac{1}{\sigma_i} \right), \quad (12.38)$$

где α — численный фактор порядка единицы, а $\left(\frac{1}{\sigma_i} \right)$ — среднее значение обратной величины амплитуды внутренних напряжений в поликристаллическом материале. Формула (12.38) и лежит в основе магнитного метода определения внутренних напряжений. Эксперимен-

тальному определению σ_i по магнитным измерениям посвящено много работ Акулова¹¹⁴, Керстена¹⁷⁶, Тиссена¹⁷⁷, Ферстера и Штамбке¹⁷⁸. Следует заметить, что теоретическое обоснование этого практически важного метода требует дальнейшего уточнения путём учёта магнитного взаимодействия между областями, неизбежной «примеси» процессов смещения и влияния магнитной текстуры.

При построении теории технической кривой намагничивания самым большим затруднением является учёт существенного влияния структуры материала на процессы намагничивания. Трудности эти заключаются главным образом в том, что упомянутое влияние структуры носит весьма индивидуальный характер от образца к образцу, тогда как теория стремится прежде всего установить некоторые универсальные закономерности явления. С этой точки зрения весьма интересно исследовать ход кривой намагничивания ферромагнетиков в предельном случае очень сильных полей, где намагниченность можно представить в такой универсальной форме («закон приближения к насыщению»):

$$I = I_s \left(1 - \frac{a_1}{H} - \frac{a_2}{H^2} - \frac{a_3}{H^3} - \dots \right). \quad (12.39)$$

Работы Акулова¹¹⁴ положили начало современной теории закона приближения к насыщению. Если допустить, что в области очень высоких полей намагничивание осуществляется лишь с помощью процесса вращения, то член с a_2 в (12.39) целиком определяется энергией кристаллографической анизотропии F_k и энергией упругих напряжений F_σ . Как показал Акулов,

$$a_2 = \frac{1}{2I_s^2} \overline{[\nabla (F_k + F_\sigma)]^2}_{\vartheta \rightarrow 0}, \quad (12.40)$$

где черта означает, что надо взять среднее значение квадрата градиента энергии $(F_k + F_\sigma)$ по объёму образца, а $\vartheta \rightarrow 0$ указывает, что весь расчёт ведётся в очень сильных полях, когда угол между векторами $\mathbf{H}$ и $\mathbf{I}_s$ по всему объёму образца можно считать малой величиной. Из (12.40) после вычислений можно получить связь между величиной a_2 , определяемой из опыта, и константами магнитной анизотропии и магнитострикции. Эта связь лежит в основе упомянутого уже выше метода определения констант магнитной анизотропии. Многочисленные экспериментальные исследования⁷⁸ показали справедливость теории Акулова, ибо определённые таким образом из измерений над поликристаллами константы анизотропии совпадают с константами, измеренными в опытах с монокристаллами. Хольштейн и Примаков¹⁷⁹ уточнили формулу для a_2 , учтя в общем виде магнитное взаимодействие между кристаллитами поликристалла. Это ещё добавочно улучшило совпадение между теорией и опытом.

Член с a_1 в (12.39), как показали опыты Полли¹⁸⁰, определяется пластическими деформациями кристалла. Браун¹⁸¹ развил теорию для

этого случая. Он показал, что резко неоднородные локальные деформации (дислокации) вносят возмущение в однородное распределение электронных спинов в гораздо большем объеме, чем занимают сами эти деформации, что и позволяет заметить отклонения намагниченности от насыщения, вызванные этой причиной. Формула Брауна, в отличие от (12.39), имеет вид

$$I = I_s \left[1 - \frac{a'_1}{H^{1/2}} - \frac{a''_1}{H} - \frac{a'''_1}{H^{3/2}} - \frac{a_2}{H^2} - \dots \right], \quad (12.41)$$

где член с a'_1 соответствует точечной локализации напряжений, a''_1 — линейной и a'''_1 — поверхностной. Парфёнов⁹⁶ исследовал закон приближения к насыщению в большом числе магнитных материалов, как мягких, так и жёстких, и обнаружил присутствие членов с a'_1 и a''_1 , предсказанных Брауном. Однако теория Брауна носит пока весьма предварительный характер и требует дальнейших уточнений.

ж) Магнитный гистерезис. Необратимые изменения намагниченности ферромагнетиков при их намагничивании и перемагничивании приводят к явлению магнитного гистерезиса.

Кондорский¹⁸³ отчётливо указал три основных механизма гистерезиса.

1. Гистерезис, обусловленный необратимыми процессами вращения (при отсутствии зародышей перемагничивания).
2. Гистерезис, обусловленный задержкой роста зародышей перемагничивания.
3. Гистерезис, обусловленный задержкой смещения границ между областями самопроизвольной намагниченности.

Рассмотрим подробнее эти три механизма гистерезиса с теоретической и экспериментальной точек зрения.

Если в ферромагнитном материале исключена возможность возникновения зародышей перемагничивания (т. е. объемов с самопроизвольной намагниченностью обратного направления по отношению к предыдущей ориентации намагниченности насыщения образца), то в нём вообще исключены процессы смещения, и перемагничивание может осуществляться лишь с помощью процесса вращения векторов $\mathbf{I}_s$. Такое перемагничивание ферромагнетика было впервые теоретически рассмотрено Акуловым¹¹⁴. Теория Акулова может быть наглядно проиллюстрирована уже рассмотренным выше случаем намагничивания монокристаллической проволоки с осью, параллельной кристаллографической оси [110]. Уравнение кривой намагничивания даётся формулой (12.35). Из рис. 58, на котором дан график этой кривой, видно, что её участок EOF термодинамически неустойчив ($\frac{\partial^2(F_k + F_H)}{\partial j^2} < 0$): участки EDC и HGF устойчивы и соответствуют двум минимумам свободной энергии $(F_k + F_H)$, разделённым потенциальным барьером. Поля, соответствующие границам этого

двузначного участка, при которых энергетический барьер исчезает вместе с одним из минимумов ($F_k + F_H$), определяются из условия $\frac{dH}{dj} = 0$. В силу (12.35), это даёт для коэрцитивной силы

$$H_c [110] = \pm \frac{4}{\sqrt{6}} \frac{k_1}{I_s}.$$

В общем случае, при произвольной ориентации поля, в случае поликристаллических образцов и при наложении внешних напряжений ($k_{эфф} \sim k_1 + \alpha \lambda_s \sigma$) выражение для H_c даётся по порядку величины формулой

$$H_c \sim \frac{k_{эфф}}{I_s}. \quad (12.42)$$

Например, для чистого железа ($k \sim 5 \cdot 10^5$, $I_s \sim 1,7 \cdot 10^8$) $H_c \sim 300$ эрстед. Уже из этой оценки видно, что коэрцитивные силы реальных мягких материалов, для которых опыт даёт величины, не превышающие 1—10 эрстед, не связаны с этим механизмом гистерезиса.

Акулов¹¹⁴ разработал теорию потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях, исходя из представлений о перемагничивании, как о чистом процессе вращения. Брюхатов¹⁸⁹ исследовал связь коэрцитивной силы с константами анизотропии различных ферромагнитных материалов. Меськин и Сомин¹⁹⁰ показали на опыте, что в реальных жёстких ферромагнитных материалах величина коэрцитивной силы не может быть объяснена простым эффектом необратимых процессов вращения.

Если в образце магнитная анизотропия исчезающе мала ($k + \alpha \lambda_s \sim 0$) и в то же время исключена возможность появления зародышей перемагничивания, то процесс вращения будет определяться анизотропией размагничивающего фактора. Например, в случае образца в форме удлинённого эллипсоида вращения с размагничивающим фактором вдоль оси вращения N_1 и вдоль любого направления в плоскости, перпендикулярной этой оси, N_2 (причём $N_1 \ll N_2$), коэрцитивная сила оказывается равной

$$H_c = |N_2 - N_1| I_s.$$

В случае очень длинного образца $N_1 \sim 0$, $N_2 \sim 2\pi$ и, следовательно, для материала с $I_s \sim 10^8$, $H_c \sim 5 \cdot 10^8$ эрстед; такие значения коэрцитивных сил вообще не наблюдаются на опыте. Тем не менее имеются реальные случаи, в которых гистерезис может быть обусловлен необратимым вращением векторов I_s . Эти случаи суть следующие: 1) высококоэрцитивные гетерофазные ферромагнитные материалы, 2) тонкие ферромагнитные плёнки, 3) коллоидные ферромагнитные частицы в изолированном состоянии (аэрозоли) или коагулированные микропримеси в неферромагнитных материалах. Во всех такого рода материалах коэрцитивная сила действительно имеет аномально большие значения (сотни эрстед), однако опытные

данные остаются пока ещё весьма немногочисленными и не систематическими, поэтому мы не располагаем достаточно обоснованным доказательством того, что в этих материалах перемангничивание осуществляется с помощью процесса вращения (см., впрочем, ниже о высококоэрцитивных сплавах).

Второй механизм гистерезиса, обусловленный задержкой роста зародышей, имеет место в той или иной степени во всех ферромагнетиках, и реальность его существования с несомненностью доказана опытом. В чистом виде этот механизм гистерезиса можно очень наглядно исследовать (и не только исследовать, но и управлять им) в образцах с так называемой прямоугольной петлей гистерезиса. Такие образцы можно искусственно приготовить, например, из поликристаллического материала (обычно в форме проволоки) с высоким пределом текучести, подвергая его очень сильным односторонним внешним растяжениям. В этом случае ($\lambda_s \sigma_e > k$) вся магнитная анизотропия образца практически определяется напряжениями, и ось растягиваемой проволоки становится (при $\lambda_s > 0$) осью легчайшего намагничивания. На рис. 61 в качестве примера¹⁸⁴ приведены петли гистерезиса для проволоки из железо-никелевого сплава при различных растяжениях, иллюстрирующие процесс образования прямоугольной петли гистерезиса.

При прямоугольной форме петли процесс перемангничивания осуществляется одним единственным скачком, механизм которого заключается в том, что в каком-то месте образца создается зародыш перемангничивания, который при некоторой величине магнитного поля (поле старта) начинает с конечной скоростью расти, и в конце концов поглощает весь объем образца. Эти большие скачки перемангничивания были с большой тщательностью изучены многими исследователями (Прейзах¹⁸⁴, Сикстус и Тонкс¹⁸⁵, Штейнберг¹⁸⁶, Мирошнichenko¹⁸⁷ и др.⁷⁸). Важность этих исследований заключается в том, что они, прежде всего, дали непосредственное доказательство реального существования процессов смещения границ между ферромагнитными областями и, во-вторых, позволили проследить в деталях кинетику процесса перемангничивания. В этих опытах было обнаружено существование двух характерных значений магнитного поля, определяющих кинетику перемангничивания. Одно из этих значений — «поле старта» H_s — определяет собой начало процесса перемангничи-

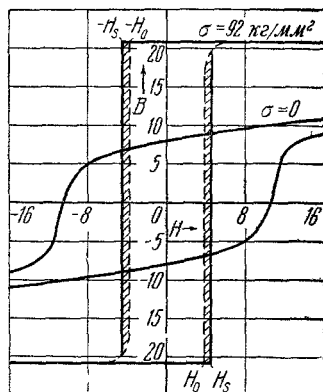


Рис. 61. Образование прямоугольной петли в железо-никелевой проволоке (14%Ni).

ния; оно нужно для создания в какой-то небольшой области образца зародыша перемангничивания, в размерах, которые делают его дальнейший рост энергетически более выгодным, чем его исчезновение («испарение»!). Однако, после того как однажды поле старта H_s было достигнуто, и зародыш начал расти с конечной скоростью, этот рост может продолжаться при более слабом, так называемом критическом поле $H_0 (< H_s)$. Это поле нужно, чтобы граница перемангничивающейся области при своём движении преодолевала все потенциальные барьеры, возникающие из-за неоднородностей материала образца.

Теория поля старта была подробно разработана Дорингом¹⁸⁸, который, исходя из общих представлений о процессах технического намагничивания (Акулов), получил теоретически условия роста зародышей перемангничивания. В частности, им была получена формула для поля старта

$$H_s = H_0 + a \frac{\gamma}{I_s} \frac{1}{d}, \quad (12.43)$$

где a — численная постоянная ~ 1 , γ — плотность свободной энергии граничной зоны зародыша перемангничивания, d — диаметр поперечного сечения зародыша в см (форма зародыша предполагается в виде удлинённого эллипсоида вращения). В опытах с большими скачками перемангничивания удалось «замораживать» зародыши в процессе их роста и затем с помощью травления проволок извлекать их из толщи материала, получая тем самым непосредственное доказательство их реального существования и возможность количественной проверки теории. Формула (12.43) имеет особенно существенное значение потому, что она даёт способ наиболее простого определения величины граничной энергии γ . Действительно, величины H_s , H_0 , I_s и d определяются из опыта, поэтому величина γ и может быть найдена с точностью до оценки численного множителя a (~ 1) и сравнена с её теоретической формулой по теории Ландау и Лифшица¹¹⁸ (12.16). Так, например, для железо-никелевой проволоки из (12.43) получаем $\gamma \sim 2,7$ эрг/см², а из формулы (12.16) $\gamma \sim 2,1$ эрг/см².

Принимая во внимание оценочный характер этих соотношений, совпадение получается очень хорошее. Кинетика роста зародышей была исследована в деталях (Мирошниченко¹⁸⁷ и Хааке¹⁹¹), и опыт полностью подтвердил предсказания теории.

Во всей теории поля старта остаётся неясным один, правда весьма важный, вопрос — как происходит само зарождение области перемангничивания до начала его роста. Здесь можно лишь сделать следующие предположения. Во-первых, может оказаться, что в ферромагнетике даже при насыщении остаются небольшие участки прежних областей самопроизвольной намагниченности с направлением I_s , противоположным направлению магнитного поля, вызывающего перемангничивание. При этом надо предположить, что критическое поле H_0

таких участков превышает величину поля, доводящего предварительно образец до насыщения.

Во-вторых, на процесс образования зародышей может оказать существенное влияние размагничивающее поле, создаваемое внутренними неоднородностями образца, посторонними включениями в металле или пустотами. Эти поля могут сделать внутреннее поле в небольших объемах образца вблизи таких искажений обратным по отношению к внешнему полю. Наконец, третьей причиной возникновения зародышей перемагничивания могут явиться тепловые флуктуации. Однако расчёт вероятности этого процесса для создания зародыша критического размера (обладающего способностью к дальнейшему росту) показывает, что эта причина вряд ли может играть существенную роль. Кондорский¹⁹² показал, что площадь петли гистерезиса и величина коэрцитивной силы, если гистерезис частично обусловлен второй основной причиной (задержка в росте зародышей) или первой (необратимые вращения), могут зависеть от формы образца. Если этой зависимости нет, то это означает, что прямоугольная петля обусловлена в основном задержкой процессов смещения границ. Независимость коэрцитивной силы от формы у большинства поликристаллических ферромагнетиков Кондорский объясняет либо только что упомянутой причиной, либо тем, что вследствие структурных неоднородностей и различия направлений осей легкого намагничивания в отдельных участках образца, коэрцитивная сила зависит уже не от формы ферромагнетика, а от формы отдельных участков, достаточно однородных и с одним направлением легчайшего намагничивания.

Общая формула для критического поля H_0 может быть получена из условий максимума разности свободных энергий (12.24). В случае 180° -смещений $(F_i)_k - (F_i)_l \sim 0$, и если еще принять, что кривизна границ между областями мала $\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \sim 0\right)$, то по порядку величины H_0 , в силу (12.24) и (12.27), будет равно

$$H_0 = \frac{1}{2I_s} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial n} \right)_{\max}, \quad (12.44)$$

где черта означает среднее значение $\left(\frac{\partial \gamma}{\partial n} \right)_{\max}$ по граничной поверхности. Если, кроме локальных изменений энергии γ , при смещении границ имеет место заметное увеличение площади их поверхности (например, при росте зародышей или при обтекании препятствий), то в (12.44) вместо γ надо подставить произведение $\gamma \bar{S}$, где $\bar{S}$ — средняя величина площади граничной поверхности, и все выражение поделить на $\bar{S}$. Таким образом, критическое поле по «теории включений» (при относительно слабых локальных неоднородностях $\partial \gamma / \partial n$) дается формулой

$$H_0 = \frac{\bar{\gamma}}{2I_s \bar{S}} \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial n} \right)_{\max}. \quad (12.45)$$

Кондорский¹⁹² показал, что в случаях, когда $\left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial n}\right)_{\max} \ll \left(\frac{\partial \gamma}{\partial n}\right)_{\max}$, величина H_0 определяется в основном градиентами внутренних напряжений. Действительно, из формулы (12.16) для γ следует, что

$$\frac{\partial \gamma}{\partial n} \sim \lambda_s \delta \frac{\partial \sigma}{\partial n},$$

и поэтому

$$H_0 \sim \frac{\lambda_s \delta}{I_s} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial n}\right)_{\max}. \quad (12.46)$$

В более общем случае формула (12.46) может быть по Керстену¹⁹⁴ записана в форме

$$H_0 = p_0 \frac{\lambda_s \bar{\Delta \sigma}}{I_s}, \quad (12.47)$$

где $\bar{\Delta \sigma}$ — среднее значение флуктуаций внутренних напряжений, а множитель p_0 зависит от отношения толщины δ граничного слоя между ферромагнитными областями к средней длине «волны» внутренних напряжений l ; в случае $l \gg \delta$ $p_0 \sim \frac{\delta}{l}$, а при $l \ll \delta$ $p_0 \sim \frac{l}{\delta}$, поэтому наибольшее значение H_0 надо ожидать при $l \sim \delta$.

Таким образом, из теории Кондорского для критического поля мягких материалов, лишённых заметных включений, следует два важных вывода: 1) критическое поле растёт пропорционально увеличению средней амплитуды внутренних напряжений $\bar{\Delta \sigma}$ и 2) H_0 имеет наибольшее значение, когда дисперсность этих напряжений сравнима с толщиной граничных слоёв между областями самопроизвольной намагниченности ($l \sim \delta$). Огромное количество опытного материала целиком подтверждает эти два основных качественных вывода теории. Количественное сравнение теории с опытом, к сожалению, не может быть проведено с должным эффектом из-за резкой структурной чувствительности явления магнитного гистерезиса.

Для материалов с большим числом включений имеет место (12.45). Эта формула в более раскрытом виде для частного случая правильного распределения шарообразных включений примерно одинакового размера (в качестве примера может служить зернистый цементит в углеродистой стали) принимает вид:

$$H_0 = p' \frac{k_{\text{эфф}}}{I_s} \beta^n, \quad (12.48)$$

где $k_{\text{эфф}}$ — константа магнитной анизотропии, β — концентрация примесей, n — показатель степени ($\sim 1, \frac{2}{3}, \frac{4}{3}$ и т. п.), множитель p' зависит от отношения толщины граничного слоя δ и d — диаметра включений, и при $\delta \ll d$ $p' \sim \frac{\delta}{d}$, а при $\delta \gg d$ $p' \sim \frac{d}{\delta}$. Таким образом, H_0 растёт с ростом концентраций включений и имеет наибольшее значение при определённой их дисперсности (когда $\delta \sim d$). Из (12.48)

следует, что температурная зависимость H_0 в основном определяется таковой для $k_{\text{эфф}}$ и I_s (в p' $k_{\text{эфф}}$ входит через δ), что может быть использовано при проверке теории с помощью измерений температурной зависимости коэрцитивной силы в таких материалах. Однако пока мы ещё не имеем систематических опытов по проверке теории включений *).

Кондорский¹⁹⁵ построил теорию кривых намагничивания и петель гистерезиса для поликристаллических материалов. Основная трудность при построении такой теории связана с учетом магнитного взаимодействия внутри ферромагнитного образца. Тем не менее Кондорский, рассматривая предельные случаи, поддающиеся расчёту (поликристалл с вытянутыми зёрнами и с плоскопараллельными зёрнами), дал теоретические асимптотические формулы для нулевых кривых намагничивания, для максимальных петель гистерезиса и для петель частных циклов в случае идеальных кривых намагничивания.

Кондорским впервые получена теоретическая формула зависимости гистерезисных потерь W от амплитуды намагничивающего поля H_0

$$W = 4I_s H_0 \left(1 - \frac{H_0}{H}\right), \quad (12.49)$$

которая хорошо согласуется с опытом. Теоретические кривые для зависимости остаточной намагниченности от амплитуды намагничивающего поля, рассчитанные Кондорским, также хорошо согласуются с опытом. Кондорский получил общую формулу, связывающую кривую намагничивания и перемагничивания поликристаллического материала. Если кривая намагничивания имеет вид $I = f(H)$, то кривая перемагничивания может быть сразу найдена по формуле

$$\frac{I_m - I}{2} = f\left(\frac{H_m - H}{2}\right), \quad (12.50)$$

где H_m — амплитуда намагничивающего поля, I_m — соответствующая ему максимальная намагниченность, от которой начинается процесс перемагничивания. Например, если применить этот вывод к случаю очень слабых полей, где, по Рэлею, кривая намагничивания имеет вид

$$I = \chi_a H + bH^2, \quad (12.51)$$

то для рэлеевской петли гистерезиса сразу находим

$$I = \frac{1}{2}I_m - \gamma_a (H_m - H) - \frac{b}{2}(H_m - H)^2. \quad (12.52)$$

Раньше эти формулы считались независимыми. Теоретические формулы Кондорского подтверждены экспериментально на большом числе разнообразных мягких магнитных материалов опытами самого автора, а также Попцова и Черниковой¹⁹⁶.

*) См. замечание в конце статьи, стр. 64.

Особенно важное практическое применение имеют гетерогенные ферромагнитные сплавы. С точки зрения получения магнитно-жестких материалов, фазовые превращения можно условно разбить на три группы⁷⁸: а) мартенситные превращения; б) распад твердых растворов и в) явления упорядочения в сплаве. Согласно изложенным выше теоретическим соображениям, в результате первых двух типов превращений получаются такие магнитные материалы, природа коэрцитивной силы в которых объясняется либо неоднородностями внутренних напряжений, либо посторонними включениями в материале. Однако, ни теория «напряжения», ни теория «включений» не могут дать объяснения природе магнитного гистерезиса в так называемых высококоэрцитивных сплавах. Опыт показывает, что во всех этих сплавах высокие магнитные свойства получаются в результате фазовых превращений третьего типа, т. е. в результате процессов упорядочения атомов этих сплавов, а часто с одновременным распадом твердых растворов. Этот общий теоретический вывод был получен на основе многочисленных экспериментальных работ, среди которых главную роль играют работы советских ученых Займовского¹⁹⁷, Кондорского¹⁹⁸, Комара¹⁹⁸, Лившица Б. Г.¹⁹⁹, Меськина²⁰⁰, Шура⁷⁸, Габриэльяна и их сотрудников.

К сожалению, до сих пор нет ещё достаточно ясной картины процессов технического намагничивания высококоэрцитивных сплавов. Можно лишь сказать, что тщательное рентгеноскопическое исследование этих материалов (особенно опыты Комара и Тарасова¹⁹⁸) указывает на наличие в сплаве так называемой переменной структуры, соответствующей начальным стадиям упорядочения атомов компонент. При такой переменной структуре материал разбивается на мелкодисперсную совокупность отдельных объемчиков в виде тонких пластинок различных фаз. Каждая такая пластинка обладает самопроизвольной намагниченностью и резкой магнитной анизотропией (одна ось легчайшего намагничивания). Эти пластинки в известной степени являются магнитно изолированными; процессы смещения почти полностью исключены, и весь механизм технического намагничивания идёт путём процесса вращения. Однако пока мы не имеем достаточного количества опытных данных, которые непосредственно доказывали бы существование именно такого механизма получения высококоэрцитивной силы в этих сплавах.

Явление магнитного гистерезиса обнаруживает сильную анизотропию. Тщательное опытное исследование этого вопроса на монокристаллических дисках кремнистого железа, проведенное Шуром²⁰¹, показало, что величина коэрцитивной силы монокристалла зависит от кристаллографических направлений. При этом в случае диска, минимальные значения H_c получаются для тех направлений в плоскости диска, для которых минимально значение энергии магнитной анизотропии. Простой теоретический анализ²⁰² этих опытов показал, что наблюдаемая анизотропия H_c в монокристаллах ферромагнетиков

в основном определяется влиянием формы образца (размагничивающим действием поверхностей основания дисков).

Магнитный гистерезис ферромагнитных тел существенным образом зависит от температуры. С ростом температуры коэрцитивная сила, как правило, падает. Точно так же падают с температурой потери на гистерезис. Современная теория может дать лишь качественное объяснение этому падению магнитных параметров, характеризующих петлю гистерезиса с температурой⁷⁸.

(Окончание в следующем выпуске.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ III

§ 10

70. А. Г. Столетов, Собрание сочинений, т. I, ГТТИ (1939).
71. Б. Л. Розинг, ЖРФХО (часть физическая) **24**, 105 (1892); **28**, 59 (1896); **42**, 71 (1910).
72. P. Weiss, Journ. de Phys. et de Radium (4) **6**, 661 (1907).
73. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. **131**, 243 (1931).
74. Я. Г. Дорфман и Р. И. Янус, Zeits. f. Phys. **54**, 277 (1929).
75. Л. С. Стильбанс, ЖЭТФ **9**, 432 (1939).
76. См., например, Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, ОНТИ (1940).
77. С. В. Вонсовский, ДАН **27**, 550 (1940); Изв. АН СССР, сер. физ. **11**, 485 (1947).
78. С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, Гостехиздат (1948).
79. Ф. Канер, ЖЭТФ **10**, 67 (1940).
80. П. С. Эренфест, Proc. Kon. Akad. Amsterdam, **36**, 153 (1933).
81. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **7**, 19 (1937); см. также Е. М. Лифшиц, Journ. of Phys. **6**, 61 (1942).
82. С. В. Вонсовский, Изв. АН СССР, сер. физич. **11**, 485 (1947); см. также В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **17** (1937).
83. Б. Т. Гейликман, ЖЭТФ **8**, 1135 (1938).
84. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **7**, 1232 (1937).
85. См., напр., В. Герлах, УФН **24**, 368 (1940).

§ 11

86. Я. И. Френкель, Zeits. f. Phys. **49**, 31 (1928).
87. Я. Г. Дорфман, Nature **119**, 353 (1927).
88. W. Heisenberg, Zeits. f. Phys. **49**, 619 (1928).
89. Ф. Блох, Молекулярная теория магнетизма, ОНТИ (1934).
90. А. Зоммерфельд и Х. Бете, Электронная теория металлов, ОНТИ (1937).
91. T. Holstein a. H. Primakoff, Phys. Rev. **58**, 1098 (1940).
92. А. И. Ахиезер, Journ. of Phys. **10**, 217 (1946).
93. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **15**, 97 (1945).
94. H. Ludloff, Zeits. f. Phys. **91**, 742 (1937); Oertel, Zeits. f. Phys. **107**, 746 (1937).
95. Polley, Ann. d. Phys **36**, 625 (1939).
96. В. В. Парфенов, Диссертация, Свердловск (1948).
97. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ **16**, 981 (1946).
98. Wolf, Zeits. f. Phys. **70**, 519 (1931).
99. С. П. Шубин и С. В. Вонсовский, Сов. физ. **7**, 292 (1935); **10**, 348 (1936); см. также С. В. Вонсовский, Изв. АН СССР, сер. физич. **12** (1948).

100. Б. Т. Гейликман, ЖЭТФ 13, 168 (1943); см. также J. C. Slater, Phys. Rev. 52, 198 (1937).
101. Е. Н. Агафонова, Диссертация, Свердловск (1948).
102. С. В. Вонсовский, ДАН 26, 564 (1940); ЖТФ 18, 131 (1948).
103. А. П. Комар, Изв. АН СССР 11, 497 (1947).
104. В. Е. Рудницкий, ЖЭТФ 10, 63 (1940).
105. F. Bitter, Phys. Rev. 54, 79 (1938).
106. Я. Г. Дорфман, Сов. физ. 3, 399 (1933).
107. Трапезникова и Шубников, Сов. физ. 7, 66, 255 (1935).
108. Милютин и Шальт, ДАН 24, 679 (1939).
109. В. Е. Рудницкий, ЖЭТФ 12, 542 (1942).
110. Ф. Канер, ЖЭТФ 10, 83, 407 (1940).
111. См., напр. Dressand t, Zeits. f. Phys. 115, 369 (1940); J. H. VanVleck Journ. Chem. Phys. 9, 85 (1941).
112. Л. Д. Ландау, Сов. физ. 4, 675 (1933).

§ 12

113. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Сов. физ. 8, 153 (1935).
114. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ (1939).
115. Л. В. Киренский, ЖЭТФ, 7, 879 (1937).
116. Е. Ф. Титов, Сов. Физ. 10, 337 (1936).
117. Н. Л. Брюхатов и Л. В. Киренский, ЖЭТФ 8, 198 (1938).
118. K. Honda, H. Masumoto, Sc. Rep. Tôhoku Univ. 20, 323 (1931).
- 119(a) С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 8, 1104 (1938).
- 119(b) С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 10, 762 (1940).
120. L. P. Tarasov, Phys. Rev. 56, 1245 (1939).
121. Л. А. Шубина, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 527 (1947).
122. О. Н. Альтгаузен, ЖЭТФ 8, 1014 (1938).
123. А. С. Займовский, Качественная статья № 6, 35 (1935).
124. Н. С. Акулов и И. М. Пузей, Изв. АН СССР 11, 533 (1947).
125. Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман, Nature 126, 274 (1930).
126. М. Широбоков, ДАН 24, 426 (1939). ЖЭТФ 15, 57 (1945), см. также Л. Холоденко, ЖЭТФ 17, 698 (1947).
127. J. H. Van Vleck, Phys. Rev. 52, 1178 (1937); см. также Van Peur, Physica 5, 465 (1938).
128. С. В. Вонсовский, УФН 26, 64 (1944).
129. Barkhausen, Phys. Zeits. 20, 401 (1919).
130. В. К. Аркадьев, Электричество 8, 255 (1927); ДАН стр. 277 (1927).
131. F. Bitter, Phys. Rev. 38, 1903 (1931).
132. Н. С. Акулов и М. В. Дехтяр, Ann. d. Phys. 15, 750 (1932); Н. С. Акулов и С. Раевский, Ann. d. Phys. 20, 113 (1934).
133. Н. И. Миллер и Д. С. Штейнберг, Технич. Физ. I, 205 (1934).
134. Н. С. Акулов и И. А. Базурина, ЖЭТФ 8, 745 (1938).
135. I. C. Elmore, Phys. Rev. 53, 757 (1938); 62, 486 (1942).
136. Germer, Phys. Rev. (A) 62, 295 (1942).
137. O. Halpern a. T. Holstein, Phys. Rev. 59, 960 (1941); F. Bloch, Hamermesh a. Staub, Phys. Rev. 69, 47 (1943).
138. L. Marton, Phys. Rev. 73, 1475 (L) (1948).
139. Е. И. Кондорский, ДАН 19, 397, 401 (1938).
140. Е. И. Кондорский, ДАН 18, 325 (1938).
141. H. Williams, Phys. Rev. 52, 747, 1004 (1937).
142. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, 17, 1094 (1947).
143. O. V. Auwers u. Neumann, Wiss. Veröff. Siemens-Werke 14, Hf. 2, 93 (1935).
144. H. Masumoto, Honda; Anniv. Vol. Sci. Rep. Tôhoku Univ., стр. 389 (1936).

145. А. С. Займовский, Мягкие магнитные материалы, Госэнергоиздат (1941).
146. А. С. Займовский, Бюллетень ВЭИ № 2, 1 (1941).
147. K. Honda u. H. Nishina, Zeits. f. Phys. 163, 728 (1936).
148. М. В. Дехтяр и Н. Андрюшин, ЖЭТФ 10, 1402 (1940).
149. Kirkham, Phys. Rev. 52, 1162 (1937).
150. В. И. Дрожжина и Я. С. Шур, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 539 (1947).
151. M. Kersten, Phys. Zeits. 44, 63 (1938).
152. R. Gans, Ann. d. Phys. 27, 1 (1908); 29, 301 (1909).
153. M. Samuel, Ann. d. Phys. 86, 798 (1928).
154. Goldschmidt, Phys. Zeits. 31, 1059 (1930).
155. W. Brown, Phys. Rev. 55, 568 (1939).
156. Е. И. Кондорский, ДАН 20, 117 (1938).
157. М. В. Дехтяр, ЖЭТФ 8, 1124 (1938); 9, 438 (1939).
158. В. И. Дрожжина и Я. С. Шур, ЖЭТФ 11, 116 (1941).
159. H. Schlechtweg, Ann. d. Phys. 27, 573 (1936).
160. А. Жигадло и С. Сидельников, Учёные записки МГУ, вып. 2 (1934).
161. Г. И. Аксёнов и К. В. Григоров, Качественная сталь, № 10, 44 (1935) и № 2, 19 (1938).
162. Е. Титов, ЖЭТФ 5, 817 (1935); ЖТФ 7, 2084 (1937).
163. Д. Волков, ЖЭТФ 5, 952 (1935); Г. Акимов и Л. Певзнер, ЖТФ 4, 1935 (1934).
164. L. P. Tarasov, Phys. Rev. 56, 1224 (1939).
165. R. Buzorth u. H. Williams, Phys. Rev. 59, 827 (1941).
166. Л. В. Киренский, Изв. АН СССР, 12, 327 (1948).
167. Л. А. Шубина, ДАН 57, 455 (1947).
168. R. Gans, Ann. d. Phys. 24, 680 (1935).
169. Н. С. Акулов и Л. В. Киренский, ЖЭТФ 9, 1145 (1939).
170. И. Яньшин, ЖЭТФ 10, 786 (1940).
171. R. Becker u. M. Kersten, Zeits. f. Phys. 63, 660 (1930).
172. М. Грабовский, ЖЭТФ 9, 180 (1939); Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 553 (1947).
173. Г. С. Горелик, Изв. АН СССР, сер. физич. 8, 172 (1944); Г. С. Горелик, К. Горонина и Жукова, ДАН 44, 257 (1944).
174. А. Г. Любина, Диссертация (Горький, 1942).
175. R. Becker, Wiss. Veröff. Siemens-Werke 11, 1 (1932).
176. M. Kersten, Zeits. f. Phys. 82, 723 (1933).
177. G. Thissen, Ann. d. Phys. 38, 153 (1940).
178. Förster u. Sambke, Zeits. f. Metallkunde 33, 97 (1941).
179. T. Holstein u. H. Primakoff, Phys. Rev. 59, 388 (1941).
180. R. Becker u. H. Polley, Ann. d. Phys. 37, 534 (1940).
181. W. Brown, Phys. Rev. 58, 736 (1940); 60, 139 (1941).
182. Н. С. Акулов, Zeits. f. Phys. 81, 790 (1933); А. А. Баскаков и Н. Брюхатов, ЖЭТФ 9, 984 (1939).
183. Е. И. Кондорский, Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, Изв. АН СССР (1946).
184. Preisach, Ann. d. Phys. 3, 737 (1929).
185. Сикстус, УФН, 22, 63 (1939).
186. Д. С. Штейнберг, Сов. Физ. 7, 155 (1935); 2, 227 (1932).
187. Ф. Д. Мирошниченко, Сов. Физ. 10, 540 (1940).
188. В. Доринг, УФН, 22, 78 (1939).
189. Н. Л. Брюхатов, ЖЭТФ 4, 933 (1934); Н. Л. Брюхатов и Д. Р. Феденев, ЖЭТФ 4, 920 (1934).
190. В. С. Месьякин и Б. Сомин, Zeits. f. Phys. 98, 610 (1936).
191. Нааке, Zeits. f. Phys. 113, 218 (1939).

192. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ 10, 420 (1940).
193. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ 7, 1117 (1937).
194. M. Kersten. Grundle. Theor. ferrom. Hysterese u. d. Koerzitivkraft, Leipzig (1944).
195. Е. И. Кондорский, ДАН 30, 598 (1941).
196. Н. П. Попцов, Диссертация МГУ (1935); Н. П. Попцов и Черникова, Journ. of Phys. 10 (1946).
197. А. С. Займовский и В. В. Усов, Металлы и сплавы в электро-технике, Госэнергоиздат (1941).
198. А. П. Комар и Д. М. Тарасов, ЖТФ 10, 1745 (1940); А. П. Комар и Н. В. Волькенштейн, ЖЭТФ 11, 711 (1941).
199. Б. Г. Лившиц, Высококоэрцитивные сплавы. Металлургиздат (1945).
200. В. С. Меськин, Ферромагнитные сплавы, ОНТИ (1937).
201. Я. С. Шур, ЖТФ 8, 1817 (1938).
202. С. В. Вонсовский, ЖТФ 8, 1805 (1938); 9, 1151 (1939).

ЗАМЕЧАНИЯ ПО КОРРЕКТУРЕ

К стр. 16. Конечно, такое разделение электронов в кристалле на два класса весьма условно. Однако без него вряд ли можно что-либо вычислить. Учёт взаимодействия между s и d электронами приводит к тому, что оба эти типа электронов участвуют и в электропроводности и в ферромагнетизме, но в разной степени.

К стр. 19. Кроме того, может быть смешанный случай, т. е. самопроизвольный момент создаётся и нормальными и возбуждёнными состояниями. В этом случае температурный ход $I_s(T)$ будет иметь вид пунктирной кривой (3) рис. 46.

К стр. 59. В недавно появившейся работе Е. И. Кондорского (ДАН 63, 507 (1948)) даётся критика теории включений (по Керстену). Кондорский показал, что основную роль в задержке граничных слоёв между магнитными фазами может играть внутреннее размагничивающее поле, возникающее от магнитных «зарядов» на поверхностях включений, когда с них сдвигается граница.