ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ[1])

ПРОБЛЕМА ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

Вальтер Герлах, Мюнхен

Ферромагнитные металлы и сплавы выше некоторой определенной температуры имеют нормальные металлические свойства, хотя в количественном отношении эти свойства могут отличаться от тех же свойств прочих металлов. Так, например, теплоемкости ферромагнетиков выше их теоретического значения; парамагнетизм ферромагнетиков больше и сильнее зависит от температуры, чем у большинства других металлов.

Мы представляем себе, что ферромагнитные тела, подобно всем остальным телам, состоят из носителей элементарных магнитных моментов, которые в случае ферромагнетиков связаны между собой молекулярным (inneres) полем. В каждом кристаллите[2]), свободном от внешних напряжений, результирующий магнитный момент лежит вдоль какого-то одного определенного кристаллографического направления. Например, у железа вдоль осей типа [100], а у никеля вдоль [111]. Молекулярное поле по Вейссу пропорционально величине результирующего момента единицы объема. Каждый домен при низких температурах намагничен полностью до насыщения. Это намагничение обычно называют внутренним или спонтанным.

---

[1]) Доклад, прочитанный на заседании немецкого Бунзеновского О-ва, посвященном переходам из упорядоченного в неупорядоченное состояние в твердой и жидкой фазах. Заседание состоялось 28—29 октября 1938 г. в Институте неорганической и физической химии Высшего технического училища в Дармштадте (Z. Elektrochem., **45**, 151—170, 1939, перевод С. В. Вонсовского).

[2]) Здесь автор придерживается первоначальной формулировки гипотезы Вейсса о том, что каждый отдельный кристаллит поликристаллического ферромагнетика является однородно намагниченным до насыщения. Однако, теперь, после детальных исследований ферромагнитных монокристаллов, с несомненностью установлено, что и монокристаллы и отдельные кристаллиты поликристалла в отсутствии внешнего магнитного поля (и остаточного намагничения) разбиваются на отдельные (как правило, более мелкие, чем кристаллиты, даже для очень мелкозернистых материалов) области, так называемые области спонтанного намагничения или домены. Величина, форма и распределение доменов в образце определяются конкуренцией различного рода энергий взаимодействия в ферромагнетике, поэтому лишь в очень специальных, исключительно маловероятных случаях можно ожидать, что домены совпадают с кристаллитами. В связи с этим мы берем на себя смелость везде переводить kristallit словом домен или спонтанная область. *Примеч. переводчика.*

Благодаря хаотическому распределению доменов (по направлениям их намагничения), а в поликристалле вдобавок еще и благодаря хаотическому распределению кристаллографических осей, всякий ферромагнитный образец, несмотря на внутреннее насыщение, оказывается в целом ненамагниченным. Под действием внешнего магнитного поля моменты ориентируются параллельно, так что в образце появляются полюса. Если все элементарные магнетики по всему образцу ориентированы одинаково, то говорят о состоянии насыщения. Магнитный момент тела в состоянии насыщения дает возможность измерить величину спонтанного намагничения.

Со спонтанным намагничением связано аномальное поведение почти всех физических свойств ферромагнетика. Эти „ферромагнитные аномалии" не зависят от внешнего намагничения[1]), которое их совсем не затрагивает, а если и влияет на них, то очень слабо.

Величина спонтанного намагничения сильно зависит от температуры, уменьшаясь с повышением последней сначала медленно, а потом очень быстро.

Интервал температур, в котором происходит этот переход из ферромагнитного в нормальное металлическое состояние, называется температурой Кюри. В этом относительно узком интервале температур происходит очень резкое изменение всех свойств ферромагнетика. Поэтому приближенно можно считать, что все специфически ферромагнитные свойства имеют место ниже определенной температуры. Так как до сих пор известны лишь кристаллические ферромагнетики, то вполне возможно, что для ферромагнетизма также существенна и кристаллическая структура. Единственным представителем жидких ферромагнетиков является амальгама; однако, до сих пор не выяснен вопрос о присутствии в амальгаме нерастворенных остатков кристалла.

Долгое время считалось, что исчезновение спонтанного намагничения происходит внезапно при некоторой вполне определенной температуре. На это, как будто бы, указывало резкое спадание величины магнитного насыщения. Оказывается, однако, что внешнее магнитное поле, требуемое для измерения насыщения при всех не слишком низких температурах, дает возможность не только наблюдать спонтанное намагничение, но и меняет самую величину последнего. Параллельную ориентацию результирующих спонтанных магнитных моментов доменов по всему образцу принято теперь называть „техническим намагничением", предел его называют „техническим насыщением", изменение же величины спонтанного намагничения под влиянием внешнего поля именуют „истинным (wahre) намагничением"; в пределе оно достигает „абсолютного насыщения".

Следовательно, наблюдения спонтанного намагничения принципиально должны производиться в отсутствии внешнего магнитного поля.

---

[1]) Т. е. от внешнего магнитного поля, намагничивающего все ферромагнитное тело в целом. *Примеч. переводчика.*

Изменение спонтанного намагничения, т. е. величина истинного намагничения, особенно велико как раз именно вблизи температуры Кюри, т. е. в той области температур, где исчезает само спонтанное намагничение. Кроме того, в этом же интервале температур истинное намагничение является неизвестной и, повидимому, очень сложной функцией напряженности магнитного поля H, что исключает возможность точной экстраполяции магнитных измерений на $H \rightarrow 0$. Поэтому для наблюдения исчезновения спонтанного намагничения не годятся те методы, где пользуются магнитным полем.

Но так как спонтанное намагничение обусловливает почти все аномалии в свойствах ферромагнетика как в смысле их величины, так и в смысле температурной зависимости этих свойств, то имеется возможность определить исчезновение спонтанного намагничения по переходу этих свойств из аномального состояния в нормальное.

Однако, возможен еще и второй путь. Дело в том, что форма технической кривой намагничения, т. е. зависимость внешнего намагничения от намагничивающего поля при постоянной температуре, довольно сильно зависит от внешних воздействий на ферромагнетик (в частности, таковыми могут быть упругие напряжения); истинное же намагничение, при всех подобных опытах с включением внешних воздействий, не меняется, ибо здесь мы имеем дело с влиянием внешней силы на начальное распределение и ориентацию спонтанных областей, а не на саму величину спонтанного намагничения. Следовательно, можно считать, что спонтанное намагничение исчезает при той температуре, при которой прекращается влияние, например, упругих напряжений на форму кривой намагничения.

Еще одна возможность определения исчезновения спонтанного намагничения заключается в исследовании изменения электросопротивления ферромагнетиков во внешнем магнитном поле. Хотя мы здесь и пользуемся магнитным полем, однако при этом возможно различить техническое и истинное намагничение. Дело в том, что в первом случае увеличение внешнего намагничения идет за счет изменения ориентации спонтанных результирующих моментов доменов, что приводит к росту электросопротивления в направлении магнитного поля, а во втором случае (истинное намагничение) происходит увеличение спонтанного намагничения, что, наоборот, снижает величину сопротивления.

Подобные же опыты принципиально возможны для всех аномалий ферромагнетика. Однако, до сих пор они проделаны только для сопротивления и ферромагнитного термомагнитного эффекта. Почему именно такие опыты имеют особый интерес, понятно из следующих соображений: ферромагнитные аномалии обусловливаются спонтанным намагничением и находятся с последним в экспериментально наблюдаемой связи. При достаточно сильных полях, особенно вблизи или выше той температуры, при которой исчезает спонтанное намагничение, последнее растет во внешнем поле и может быть измерено магнитными методами. Одновременно с этим изменяются и свойства тела, обладающего ферромагнитными аномалиями. Следовательно, можно

приближается к линейной; при комнатных температурах возрастание намагничения составляет только 2% при 20 000 эрстедах.

Таким образом, в ходе кривых намагничения с полем имеет место непрерывный переход от ферромагнитного к парамагнитному состоянию и обратно. Из этого явствует, что чисто магнитные измерения не дают никакого повода притти к выводу о прерывном характере изменений в *ТК*.

При изучении зависимости ферромагнитного насыщения от температуры возникает вопрос об экстраполяции кривой вблизи ее наиболее резкого спада (у Ni при $T > \sim 300°$). При этом дело сводится не к вопросу о том, исчезает или нет бо́льшая часть спонтанного намагничения в узкой области температур, а спрашивается, подходит ли кривая спонтанного намагничения как функция температуры к температурной оси под конечным углом (рис. 2, кривая *a*) или асимптотически (рис. 2, кривая *b*). Но, как уже указывалось выше, спонтанное намагничение (или ферромагнитное, техническое насыщение) в области наибольшего спада температурной кривой, благодаря неизбежному наложению истинного намагничения, не может быть определено чисто магнитными методами.

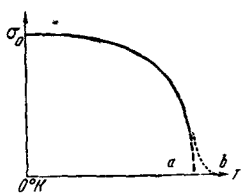

Рис. 2

Как будет неоднократно видно из дальнейшего изложения, к этому можно еще добавить, что истинное намагничение связано с изменением объема, которое зависит от температуры, так что благодаря изменению объема при намагничении граница ферромагнитной области может смещаться, если измерения, как это обычно делается, ведутся при постоянном давлении.

В § 4—10 будут рассмотрены немагнитные методы исследования и анализа магнитного превращения. Они основаны на том факте, что ферромагнетики обладают аномалиями большинства своих свойств, причем эти аномалии достигают весьма резкого максимума именно при той температуре, при которой столь же резко меняются и магнитные свойства.

§ 4. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПРИ МАГНИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

Так как спонтанное намагничение σ уменьшается с ростом температуры, то это означает, что при нагревании ферромагнетика часть тепла идет на компенсацию исчезающей энергии молекулярного поля. Следовательно, теплоемкость ферромагнитных тел должна расти тем сильнее, чем больше величина отрицательного температурного коэфициента спонтанного намагничения [или лучше — энергии молекулярного поля $\frac{1}{2} N \frac{d\sigma^2}{dT}$, где N — постоянная молекулярного поля Вейсса (см. § 13)].

Опыт показывает, что теплоемкость Ni C_p при повышении температуры сначала растет медленно, затем быстрее вплоть до рез-

Требуется особенно осторожно относиться к вопросу о чистоте образцов. Абсолютное значение *ТК* и, очевидно, также и величина переходной области очень сильно зависят от чистоты материала. Точно так же зависит от чистоты и точный ход магнитных аномалий вблизи *ТК* (см. § 4). Напротив, чистота образца не влияет на совпадение максимумов различных аномалий при одной и той же температуре.

После того как мы несколько позже (см. § 19) воспользуемся представлением об исчезновении „порядка на больших расстояниях" при *ТК* и „порядка на близких расстояниях" в переходной области, мы поймем, почему последняя изменяется от растворения „чужих" атомов (или от загрязнений).

Надо также выяснить, влияет ли магнитное превращение, с которым связана аномалия коэфициента расширения, на отдых от напряжений холодной обработки и деформации кристалла. Оказывается, что отдых холоднообработанного никеля именно в переходной области идет особенно быстро. Однако, надо признать, что до сих пор мы не знаем природы связи между *ТК* и отдыхом материала.

Отсутствие влияния воздействий, рассмотренных в § 1 и 2, дает для разработки нашей проблемы некоторое упрощение.

§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПОНТАННОГО НАМАГНИЧЕНИЯ ПО КРИВЫМ НАМАГНИЧЕНИЯ

Если измерять зависимость намагничения от намагничивающего поля при высоких температурах ($\gg$ *ТК*), то обнаруживается прямая пропорциональность между ними: металл парамагнитен (рис. 1). При понижении температуры намагничение при данном внешнем поле выше, чем это требуется законом Кюри-Вейсса[1]). Для Ni, примерно ниже 410°, закон Кюри-Вейсса теряет свою силу. При этой температуре намагничение растет еще пропорционально полю, но ниже 400° пропорциональность пропадает и намагничение резко возрастает уже в слабых полях и тем резче, чем ниже температура. При этих температурах ($\sim$ 400°) линейная зависимость не имеет места даже при наивысших достигаемых полях (по Вейссу и Форреру $\sim$ 22 000 эрстед). Между 360 и 350° бо́льшая часть намагничения достигается уже в слабых полях; при увеличении поля возрастание намагничения уменьшается, зависимость между намагничением и полем

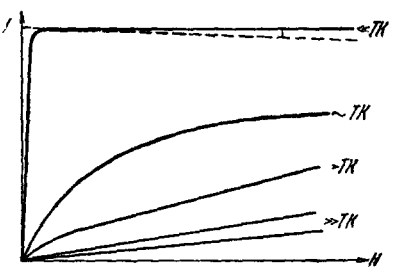

Рис. 1

---

[1]) Для парамагнитной восприимчивости: $\chi = \frac{C}{T - \theta}$. *Примеч. переводчика.*

Вводя эти оговорки, мы минимально изменяем обычные представления, но зато получаем отсутствующую в них ранее точность.

§ 1. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

Выясним сначала вопрос, обладает ли ферромагнитное превращение температурным гистерезисом. Сейчас это можно отрицать с достоверностью. Во всех случаях, когда наблюдается этот эффект, он вызывается структурными превращениями ферромагнетика[1]). Такие изменения структуры могут происходить в не совсем чистом ферромагнетике или в сплаве, если вблизи магнитного превращения происходит выпадение или растворение примесей. При выпадении примесей температура Кюри повышается, а при растворении понижается. Лишь при растворении небольшого количества железа в никеле получается рост *ТК*[2]).

§ 2. ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ТЕМПЕРАТУРУ КЮРИ

До сих пор не установлено, влияет ли холодная обработка на магнитное превращение при упругой и при пластической деформации.

Если и наблюдается такое влияние, то оно обусловлено вторичными причинами — изменениями в составе. Например, холодная обработка может быть причиной выпадения какой-либо составной части сплава.

Напротив, при гидростатическом давлении или растяжении, вероятно, может происходить смещение *ТК*. Однако, пока еще нет детальных измерений магнитных свойств при высоких давлениях (см. § 16).

Известно, что при сильной холодной обработке уменьшается плотность металла, но до сих пор еще не ясно, происходит ли это за счет макроскопических трещин или за счет молекулярных искажений кристаллической решетки. Влияние на *ТК* вряд ли может быть заметным, так как при относительно высоких *ТК* уже во время самого измерения происходит отдых материала. Сплавы с низкой *ТК* непригодны для разрешения этого вопроса, ибо слишком велика опасность изменения состава сплава при холодной обработке.

Тот факт, что при сильных растяжениях температура Кюри во время измерения не меняется, доказывается измерением аномалии электрического сопротивления. Величина истинного намагничения вблизи *ТК* также совершенно не зависит от растяжения.

Еще не выяснено, влияет ли механическая обработка на величину переходной области, т. е. на характер исчезновения спонтанного намагничения.

---

[1]) Ярким примером этого являются последние опыты Сёккемита с тройными сплавами Fe — Ni — Al (см. Proc. Roy. Soc., **171**, 525, 1939). *Примеч. переводчика.*

[2]) Другим примером является раствор ванадия (от 0 до 5%) в железе, также повышающий точку Кюри чистого железа (см. работу Фалло в Ann. d. Phys., **1**, 305, 1936).

опять сопоставить оба эффекта и проверить, следуют ли они одному и тому же закону, а также не зависит ли от температуры связь между ними.

Эти опыты, кроме того, позволяют еще с полной достоверностью выяснить, связано ли и истинное намагничение с процессами ориентации. Если бы последнее имело место, то упомянутые выше соотношения должны были бы зависеть от направления намагничения (и при истинном намагничении), например, хотя бы в случае изменения электросопротивления. Однако, последнее при истинном намагничении совершенно не зависит от направления.

Нашей задачей является продискутировать все эти опыты и получить ответы на следующие вопросы.

1. Исчезает ли спонтанное намагничение внезапно, скачком, при какой-то определенной температуре или имеется некоторая область температур, где спонтанное намагничение (после очень крутого спада, но не до нуля) исчезает постепенно?

2. Какие свойства изменяются при магнитном превращении?

3. Можно ли, на основании известных до сего времени экспериментальных фактов, понять те внутренние процессы, которые определяют магнитное превращение?

Большинство излагаемых ниже опытов проводилось с никелем, меньшая часть (в основном не очень точные) — с железом и лишь несколько — со сплавами.

Для того чтобы получить возможную ясность и избежать какой-либо двусмысленности во всем дальнейшем изложении, введем следующее определение.

Назовем „температурой Кюри“ (*TK*) ту температуру, при которой все физические свойства ферромагнетика, обусловленные естественным спонтанным намагничением, имеют максимум аномалии.

Мы подкрепим это определение тем, что: 1) этот максимум аномалий может быть определен очень точно и 2) все до сих пор исследованные аномалии одного и того же материала имеют максимум при одной и той же температуре.

Тот факт, что при этой температуре обладают резко выраженными изменениями и магнитные свойства (как ферромагнитные, так и истинное намагничение), является дальнейшим подтверждением приведенного определения.

Хотя, как это показывает вся совокупность экспериментальных данных, спонтанное намагничение выше температуры Кюри исчезает не полностью сразу, а уменьшается постепенно в большом интервале температур, все же не имеет смысла вводить специально еще одну температуру[1]) (ибо она зависела бы от точности измерения), которая связана с тем, насколько сильно влияет асимптотическое исчезновение спонтанного намагничения на физические свойства материала. Поэтому мы назовем эту температурную область — областью перехода.

---

[1]) Верхнюю границу этого интервала. *Примеч. переводчика.*

кого максимума, после которого C_p сперва падает очень быстро, а потом медленнее и при температуре $\sim 405°$ (на 50° выше *ТК*) достигает некоторого значения, которое, в пределах точности измерения, не изменяется уже больше вплоть до 450° (рис. 3).

Экспериментально установлено, что как форма кривой (C_p, T), так и величина самой аномалии очень сильно зависят от чистоты исследуемого материала. Наиболее поразительным является тот факт, что более чистый Ni обладает большей аномалией, чем менее чистый. По всей вероятности это происходит из-за того, что в менее чистом Ni, в силу местных флюктуаций степени чистоты материала, имеется много *ТК*, лежащих очень близко друг к другу. Такое „расщепление" *ТК* при резком спаде теплоемкости должно приводить к заметному уменьшению[1]) максимума.

Вычисленные (теоретические) величины максимума магнитной аномалии C_p не достигаются ни при одном из многочисленных исследований. Наилучшие из этих исследований — Лапп и Аренса—хорошо согласуются между собой; случайно получающиеся расхождения объясняются исключительно экстраполяционными поправками Лапп. Результаты, полученные Лапп для Fe, вполне согласуются с результатами для Ni. Измеряемое значение аномалии всегда надо рассматривать как нижний предел, ибо сам метод измерения предполагает усреднение в пределах от 0,3 до 0°,5, что естественно и приводит при остром максимуме к снижению измеренной теплоемкости при *ТК* по сравнению с ее истинным значением. Но и теоретические расчеты имеют дефект, ибо при них предполагается, что постоянная молекулярного поля N не зависит от температуры (см. § 13). Однако, кажется совершенно невозможным, чтобы вся переходная область от *ТК* и до 405° также объяснялась какими-то случайными свойствами вещества и что существует прерывное изменение при *ТК* от своего максимального значения до нормальной величины. Как мы убедимся из последующего изложения, такая переходная область существует у всех материалов и для всех свойств. Это является весьма веским доказательством того, что энергия спонтанного намагничения при *ТК* исчезает не сразу, а что после резкого спада в узком температурном интервале, величиной в несколько градусов, она начинает стремиться к нулю асимптотически и практически исчезает примерно при температуре 50° выше *ТК*.

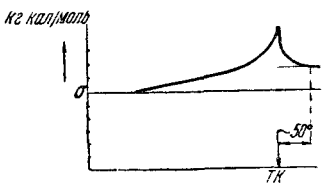

Рис. 3

Кроме магнитной аномалии, которая делается ненаблюдаемой (по измерениям Аренса меньше чем 2%) при температуре на 50° выше своего максимума (при *ТК*), никель имеет еще вторую аномалию теплоемкости. Эта аномалия заключается в том, что постоянное значение теплоемкости, после исчезновения ее магнитной аномалии, на 1,5 *кал/моль* выше теоретического значения. По нашему мнению,

---

[1]) Размазыванию. *Примеч. переводчика.*

эта аномалия не связана непосредственно с ферромагнетизмом Ni, а обусловлена структурой самого атома Ni. Согласно современной теории металлов эта аномалия связана с температурой вырождения электронного газа и систематикой энергетических уровней в твердом состоянии („d-полоса" в случае Ni). Эти вопросы выходят за рамки нашего обзора, поэтому мы просто считаемся с этой аномалией как с опытным фактом. Подобная же ненормально высокая теплоемкость наблюдается также и у неферромагнитного металла палладия, который очень похож на никель и по другим своим свойствам (см. § 18); таким он должен быть и на основании теоретических представлений.

§ 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ[1])

Температурный коэфициент электрического сопротивления ферромагнетиков обладает особенно резким изменением. Ниже *ТК* он стремится к резкому максимуму, а выше *ТК* он не сразу достигает своего низкого „нормального" значения; сначала он падает быстро, потом медленнее и достигает области с нормальным температурным ходом лишь выше 400°, вплоть до 450° (рис. 4).

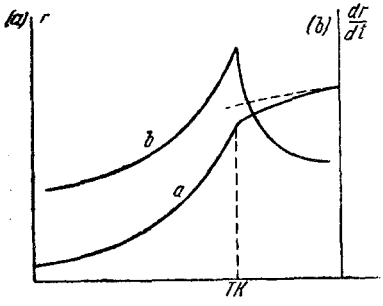

Рис. 4

Старый спорный вопрос заключается в том, имеет ли кривая сопротивления при температуре превращения „кник", что указывало бы на действительно определенную точку Кюри. Тогда кривая температурного коэфициента должна была бы резко разрываться в максимуме и начинаться потом с более низких значений. Но тогда далее требуется, чтобы это более низкое значение температурного коэфициента оставалось с ростом температуры практически постоянным.

Ни то, ни другое нами не наблюдалось. Измеренные нами значения, как и у всех других исследователей, лежат очень близко друг к другу, и поэтому „усреднение" температурного коэфициента производится всего лишь по интервалам от 0,1 до 0°,5, а, следовательно, практически мы имеем дело с истинными значениями (по сравнению с шириной максимума). Резкого скачка температурного коэфициента, который бы соответствовал „книку" на кривой сопротивление — температура, не наблюдалось.

Что же касается другого вопроса, исчезает ли вся аномалия сопротивления непосредственно выше *ТК*, а, следовательно, дости-

---

[1]) Современная теория металлов дает, по крайней мере, качественное объяснение микроскопической природы этой аномалии. (См., например, работы Мотта в Proc. Roy. Soc. за 1936 г. и работу Вильсона, там же, **167**, 580, 1939.) *Примеч. переводчика.*

гает ли температурный коэфициент своего нормального наименьшего значения, — то здесь нет никакого различия во мнениях. Все исследователи наблюдают переходную область шириной по крайней мере в 50°.

Аномалия электрического сопротивления есть следствие существования энергии спонтанного намагничения. Это можно обосновать как прямой связью между квадратом спонтанного намагничения и аномалией сопротивления, так и обнаружением изменения сопротивления при увеличении спонтанного намагничения (также и при истинном намагничении) ниже *ТК*, а также путем создания истинного намагничения выше *ТК*. Остается еще невыясненным, какую роль играет константа молекулярного поля выше и ниже *ТК*. Здесь надо подождать точных измерений. Но нет никакого сомнения, что выше *ТК* существует широкая область с аномальным температурным коэфициентом, а это еще раз подтверждает, что спонтанное намагничение исчезает лишь постепенно.

С помощью электрического сопротивления можно еще другим способом обнаружить наличие спонтанного намагничения выше *ТК*. Дело в том, что при достаточно высоких температурах происходит уменьшение сопротивления, благодаря истинному намагничению (не зависящее от направления намагничивающего поля), которое (уменьшение) пропорционально квадрату намагничения. Но выше *ТК*, примерно на $\sim 7°$, сопротивление сначала растет и лишь потом уменьшается (рис. 5), но так, что уменьшение его пропорционально не σ^2, а $(\sigma^2 - \sigma_0^2)$. Естественно считать, что σ_0 есть не что иное, как оставшееся выше *ТК* спонтанное намагничение.

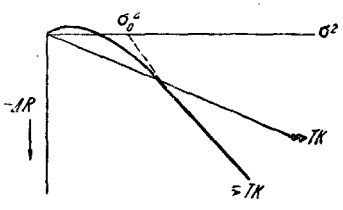

Рис. 5

Итак, опыт гласит, что нормальное сопротивление и нормальная зависимость сопротивления от истинного намагничения достигаются лишь значительно выше температуры, при которой аномалия имеет максимум. А это в точности тот же самый результат, который следует и из хода теплоемкости ферромагнетика.

§ 6. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА

Гаген-рубенсовское соотношение между сопротивлением и излучением хорошо выполняется для Ni в области длинных волн и при низких температурах. Более поздние измерения интенсивности излучения в зависимости от температуры показывают также значительную аномалию при магнитном превращении; а именно, температурный коэфициент излучения имеет максимум там же, где и температурный коэфициент электрического сопротивления. Однако, в этом случае измерения слишком сложны и не позволяют добиться такой же точности, как и при измерениях сопротивления. Можно лишь

сказать, что имеется полное качественное согласие между результатами обоих опытов.

Интенсивность излучения, так же как и сопротивление, достигает своего нормального значения выше *ТК* лишь постепенно; область перехода кончается примерно около 400°. То, что аномально малая интенсивность излучения есть следствие спонтанного намагничения, можно доказать также тем, что при сильных полях выше *ТК*, следовательно, при большом истинном намагничении, происходит уменьшение интенсивности излучения, пропорциональное квадрату намагничения.

Вблизи *ТК* изучались также и оптические свойства железа. Орнштейн измерял отражательную способность ($\lambda \sim 6\,500$ Å) в зависимости от температуры и обнаружил возрастание последней примерно на 4% при температурах между 750 и 850°. Выше этого интервала, вплоть до 930°, она остается не зависящей от температуры. Возрастание отражения означает одновременное уменьшение испускания ($\varepsilon = 1 - \rho$).

Однако, замечено, что излучательная способность при коротких волнах уменьшается, т. е. ведет себя обратно тому, как это имеет место при длинных волнах. Окончательное доказательство того, что в опыте Орнштейна мы действительно имеем дело со спонтанным намагничением, будет получено лишь после того, когда будет обнаружено изменение отражательной способности при истинном намагничении. Для Ni это доказательство получено нами прямым определением интенсивности излучения длинных волн. Надо отметить, также, что Орнштейн показал, что изменение интенсивности излучения железа распространяется далеко за *ТК*, определенную магнитным методом.

§ 7. ТЕРМОЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА И КОЭФИЦИЕНТ ТОМСОНА ПРИ МАГНИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

Ход термо-эдс $\frac{dE}{dT}$ в Ni, при сравнении с таковым для Cu, показывает при *ТК* явную аномалию (рис. 6, кривая *a*). Особенно ясно это видно на кривой для коэфициента Томсона $T\frac{d^2E}{dT^2} = f(T)$ (рис. 6, кривая *b*). Форма кривой *b* во всех деталях похожа на кривую температурного коэфициента электрического сопротивления. А именно, в обоих случаях имеется резкий максимум при точно одинаковой температуре, при более высоких температурах сначала имеется очень быстрый спад, а потом более медленное уменьшение, и лишь примерно около 410° достигается нормальный ход с температурой.

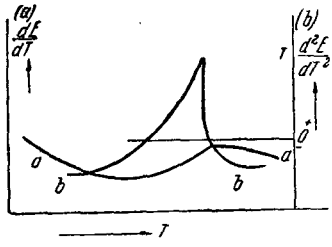

Рис. 6

Такие же измерения производились и на сплавах Ni — Cu, которые имеют *ТК* порядка 250°. Согласно Фостеру получается полное

качественное сходство с чистым Ni, только с гораздо более низким и менее резким максимумом аномалии. Все это полностью согласуется с измерениями электрического сопротивления на том же сплаве.

§ 8. ФЕРРОМАГНИТНАЯ АНОМАЛИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Тепловое сопротивление Ni при низких температурах растет нормально с температурой; начиная с 250°, появляется сначала небольшой аномальный рост, которой при *ТК* достигает резкого максимума. Выше *ТК* сопротивление падает. Но ввиду того, что очень трудно измерять истинное тепловое сопротивление при температурных градиентах в пределах от 0,5 до 0°,7 на 1 *см*, эти измерения позволяют лишь констатировать качественное согласие с результатами измерения других аномалий.

§ 9. ИЗМЕНЕНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ ПРИ ФЕРРОМАГНИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

В ферромагнитном состоянии результирующие магнитные моменты доменов (направления спонтанного намагничения) при наложении упругих деформаций выходят из своих естественных положений и тем самым вызывают магнитострикцию, которая добавляется к чисто механической упругой деформации (Керстен). Поэтому надо ожидать, что при магнитном превращении должны изменяться упругие константы ферромагнетика. В частности, при охлаждении ферромагнетика вблизи *ТК*, где начинается магнитное превращение, т. е. появляется спонтанное намагничение, должна наблюдаться аномалия упругих коэфициентов, величина которой, как функция температуры, зависит от изменения спонтанного намагничения с температурой.

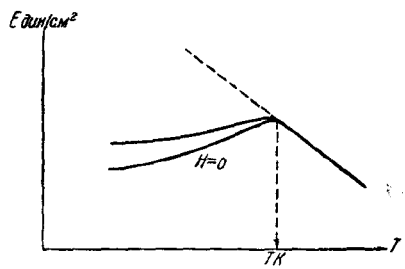

Рис. 7

Такая аномалия действительно была найдена; однако, измерения не дают возможности сказать что-либо о ширине переходной области, т. е. о той температуре, при которой впервые появляется спонтанное намагничение.

Однако, важна другая сторона этой аномалии. Если ферромагнетик подвергнуть действию сильного внешнего поля так, чтобы произошла полная ориентация всех доменов вдоль поля и ориентирующие упругие силы не действовали бы против магнитных сил, то аномалия должна исчезнуть. Опыт целиком подтверждает это.

Есть, однако, несомненное и заметное исключение из этого правила, которое имеет место в сплаве 58% Fe — 42% Ni. А именно, модуль упругости этого сплава сильно уменьшается под действием

магнитного поля после прохождения *ТК* (рис. 7). Деринг, рассматривая этот случай, указал, что в этом сплаве появление спонтанного намагничения должно оказывать особенное влияние на коэфициенты упругости. Причина этого лежит в чрезвычайно большой объемной магнитострикции упомянутого сплава при истинном намагничении, что указывает на особенно сильное изменение спонтанного намагничения при малых изменениях постоянной решетки, а следовательно, также и при упругих напряжениях. Аномалия заключается в том, что нагрузка при измерении модуля E изменяет не только направление, но и величину намагничения, что и приводит к добавочному магнитострикционному расширению.

Если не обращать внимание на это исключение, то модуль E не меняется при *ТК*. Если принять вышеприведенное объяснение, то ферромагнетики, которые обладают в *ТК* объемной магнитострикцией и соответственно изменением намагничения при давлении (меньшими, чем в случае названного сплава), должны иметь по крайней мере хоть небольшую аномалию модуля E. Но до сих пор не было обнаружено изменения истинного намагничения выше *ТК* при всестороннем сжатии.

§ 10. ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

К сожалению, до сих пор произведено очень мало исследований по тепловому расширению ферромагнетиков в области магнитного превращения, и, кроме того, они не согласуются друг с другом. По всей вероятности и Ni и Fe имеют аномалию и в этом случае, но никаких выводов о характере этой аномалии лучше пока еще не делать.

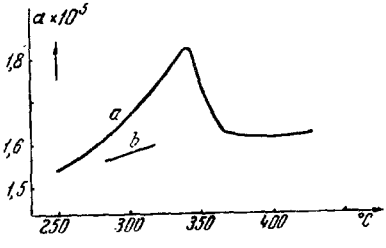

Рис. 8

a — тепловые измерения, *b* — вычисления по магнитострикции

Как показал Виллиямс, в случае Ni найдено увеличение коэфициента теплового расширения $\frac{d\frac{l}{l_0}}{dT} = \alpha$ в области магнитного превращения (с максимумом в *ТК*) и выше переходной области (рис. 8). Так как для Ni (при более низких температурах) найдено увеличение объема при истинном намагничении, коэфициент расширения с ростом температуры должен становиться меньше из-за уменьшения спонтанного намагничения, т. е. иметь ход, обратный тому, который наблюдался Виллиямсом. Напротив, Деринг нашел уменьшение длины при истинном намагничении. Трудность здесь заключается в том, что надо исключать повышение температуры, вызванное магнетокалорическим эффектом. Результаты Деринга приводят к значениям термического расширения, по порядку величины совпадающим с данными Виллиямса, но они не дают аномалий при *ТК* (см. § 17).

Этот вопрос тесно связан с проблемой изменения *ТК* с давлением и поэтому требует полного выяснения (в § 16 мы вернемся к нему еще раз).

§ 11. РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НИЖЕ И ВЫШЕ ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА

Все исследования изменения структуры решетки приводят к отрицательным результатам. Особенно тщательно было произведено исследование тонкой структуры *K*-границы поглощения. Даже при этом не было обнаружено никаких изменений при переходе через область магнитного превращения. Особенно строго это установлено для Ni (Костер).

Соответствующие опыты с железом как будто указывают на первый взгляд, что тонкая структура изменяется. Но теперь установлено, что найденное изменение тонкой структуры между 600 и 700° не имеет никакого отношения к магнитному превращению.

Перейдем теперь к исследованиям магнитного превращения, при которых пользуются типичными магнитными методами. Несмотря на невозможность определить этими методами спонтанное намагничение особенно вблизи превращения, все же из них можно получить далеко идущие выводы, которые ни в коей мере не находятся в противоречии с результатами, полученными не магнитными методами. Кроме того, с помощью этих измерений можно получить сведения о природе носителей элементарного магнитного момента и его величине выше и ниже магнитного превращения.

§ 12. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ПО МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКОМУ ЭФФЕКТУ

Мы видели, что задача, которая должна быть разрешена в связи с магнитным превращением, может быть решена, если нам удастся разделить намагничение в переходной области на техническое и истинное; превращение заканчивается, когда исчезнет первое из них. Очевидно, что чисто магнитными измерениями разделить их нельзя (см. выше). В § 15 будет показано, что присутствие технического намагничения можно обнаружить применением внешнего воздействия, которое действует только на спонтанное намагничение и не влияет на истинное; в качестве такового можно выбрать, например, упругие напряжения.

Но можно избрать и другой путь, а именно, использовать такие эффекты, которые обусловлены лишь внутренней магнитной энергией или ее изменениями. Этому, в первую очередь, удовлетворяет магнетокалорический эффект: нагревание ферромагнитного тела при истинном намагничении.

Если внешнее поле создает только истинное намагничение, то повышение температуры $\Delta T \sim \sigma^2$. Если же имеется еще и спонтанное намагничение, то внешнее поле дает техническое насыщение, равное σ_0, и, кроме того, истинное намагничение σ. Увеличение температуры в этом случае равно $\Delta T \sim (\sigma^2 - \sigma_0^2)$. Измеряя одно-

временно ΔT и σ^2 и нанося их на график (рис. 9), в первом случае получаем прямую, проходящую через начало координат, а во втором случае прямая получается лишь при больших значениях σ^2; при меньших значениях σ^2 прямая загибается и пересекает ось σ^2 не в начале. Продолжая прямолинейную часть до точки пересечения с осью σ^2, мы и найдем величину спонтанного намагничения, соответствующую данной температуре.

Экспериментально доказано, что значительно выше *ТК* пропорциональность между ΔT и σ^2 или H^2 имеет место для Ni, Fe и гейслеровых сплавов. Во всем интервале полей она кончается примерно за 15—20° выше *ТК*. После этого начинается область кривых (ΔT, σ^2) другой формы, при которой линейный ход ΔT с σ^2 имеет место лишь при больших σ^2, при меньших же σ^2 кривая асимптотически приближается к оси σ^2. Так как между обоими типами этих кривых имеется непрерывный переход, то вполне понятно, что между ними нельзя установить точной границы. Очень важным является утверждение Поттера о том, что монокристалл железа ведет себя (в этом отношении) точно так же, как и чистое электролитическое железо.

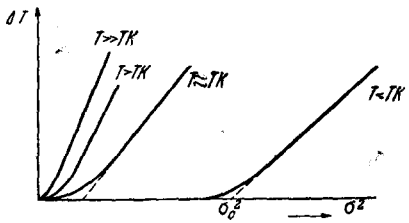

Рис. 9

Таким образом, можно констатировать, что по крайней мере на 15° выше *ТК* магнетокалорический эффект обнаруживает намагничение, которое не дает о себе знать в тепловом эффекте и поэтому создается не внешним магнитным полем, а существует спонтанно. Но это и есть доказательство существования спонтанного намагничения выше *ТК*.

§ 13. ИЗМЕНЕНИЕ КОНСТАНТЫ „МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ" ПРИ МАГНИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

Согласно Вейссу внутри ферромагнетика, или, точнее, внутри каждого домена, действует внутреннее молекулярное поле H_i, пропорциональное по величине самому спонтанному намагничению σ_T. Далее Вейсс предположил, что коэфициент пропорциональности N не зависит от намагничения и температуры: $H_i = N\sigma_T$. Величина N весьма значительна и в каждом ферромагнетике имеет свое значение; например, в Ni $N \sim 5\,000$, в Fe $N \sim 1\,500$ (рассчитано на 1 *см*³).

Исчезновение ферромагнетизма зависит от исчезновения молекулярного поля, но не потому, что стремится к нулю N, а потому, что исчезает спонтанное намагничение. Следовательно, если выше магнитного превращения, где исчезает спонтанное намагничение, создать внешним полем H намагничение σ, то внутри вещества будет действовать поле $(H + N\sigma)$. Благодаря большой величине N, по крайней мере вблизи превращения, получим $H \ll N\sigma$. Внутренняя магнитная энергия равна при этом $N\sigma^2$.

Определение N можно получить непосредственно из магнетокалорического эффекта (см. § 12), ибо в коэфициент пропорциональности между ΔT и σ^2 или $\sigma^2 - \sigma_0^2$ (когда есть еще и спонтанное намагничение σ_0) кроме известных величин входит только N.

Если предположение Вейсса о независимости N от температуры правильно, то кривые (ΔT, σ^2) при всех температурах должны были бы быть прямыми, параллельными друг другу. Однако, это не так; более того, в переходной области прямые заметно поворачиваются, делаясь круче, и лишь далеко выше нее становятся параллельными между собой. У Ni при 420° (т. е. на 60° выше *ТК*), у Fe даже в монокристаллах (измерения Поттера) при 830° еще нет никакой параллельности между прямыми. Наибольшее значение N примерно в три раза больше, чем в ферромагнитном состоянии.

Следовательно, N в переходной области является функцией температуры (рис. 10), но оно не зависит от σ, так как в противном случае зависимость (ΔT, σ^2) не была бы прямолинейной (рис. 9).

Другое определение N по теории Вейсса следует из поведения восприимчивости χ в парамагнитной области, где $\chi(T-\theta)=C$, а $\theta \sim N$. В фактор пропорциональности между N и θ кроме общих констант входит квадрат абсолютного насыщения или (в других единицах) квадрат элементарного магнитного момента. Если определить значение N по парамагнитной константе Кюри C, то оно не совпадает точно с значением N, полученным из магнетокалорического эффекта, но различие не слишком большое. При ферромагнитном значении элементарного момента получается существенно большее значение N.

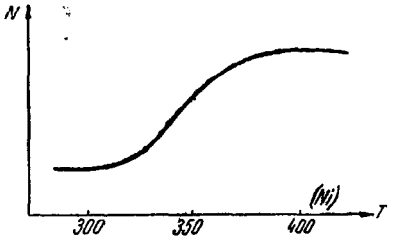

Рис. 10

Изменение N (и магнитного момента, см. § 14) при магнитном превращении пока еще не объяснено. Корнецкий из своей теории смещения *ТК* при изменении объема при спонтанном намагничении вывел следствия как для расчета магнитного момента, так и для магнетокалорического эффекта. При этом Корнецкий показал, что связь между ΔT и σ^2 содержит еще добавочный член, который увеличивает N.

Если вблизи *ТК* термическое расширение имеет аномалию (см. § 10), то в переходной области величина этого фактора, зависящего от объема, изменяется, а вместе с тем изменяется также и N.

Пока еще не ясно, находимся ли мы здесь на правильном пути. Кроме того, вычисления содержат еще очень много экстраполяций, ибо измерения и магнетокалорического эффекта, и величины N еще не слишком точны.

Здесь также надо сказать несколько слов о теории Гейзенберга, который впервые ввел в рассмотрение так называемые „обменные силы“ и дал возможность свести ферромагнетизм к общефизи-

ческим представлениям. Насколько мне известно, эта теория требует, чтобы коэфициент молекулярного поля N зависел бы и от температуры, и от намагничения.

Полученную при измерении магнетокалорического эффекта слишком большую температурную зависимость также можно ожидать из формул теории Гейзенберга. Но на это мы не можем особенно полагаться, так как пока не ясно, как влияет „объемный эффект" магнитострикции, вызываемый истинным намагничением, на величину N. Напротив, зависимость N от величины намагничения несовместима со всеми рассматриваемыми измерениями [1]).

§ 14. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НИКЕЛЯ НИЖЕ И ВЫШЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ [2])

Фундаментальным вопросом теории ферромагнетизма является вопрос о происхождении магнитного момента ферромагнетиков. Наши представления о строении атома дают возможность связать происхождение этого момента с электронным спином или с орбитальным моментом. Если имеют место обе возможности, то мы имеем

---

[1]) В связи с изложенным в этом параграфе мы позволяем себе сделать следующее замечание общего характера. Необходимо всегда помнить, что теория ферромагнетизма Гейзенберга-Вейсса позволяет понять все основные ферромагнитные свойства, строго говоря, лишь с качественной стороны. Поэтому количественная формулировка теории ни в коей мере и ни с какой точки зрения не может быть признана правильной. Те грубые приближения, которые лежат в основе этой теории, дают возможность претендовать на количественное согласие с опытом лишь при $T \to \infty$. Поэтому скорее получение количественного согласия (а не разногласия!) теории с опытом должно требовать добавочного объяснения — раз получилось согласие с такой грубой теорией, значит этот вывод может быть получен из каких-то предположений гораздо более общего (например, термодинамического) порядка.

К сожалению, это обстоятельство не всегда учитывается, особенно экспериментаторами. Простота и наглядность теории Гейзенберга-Вейсса нередко приводят к целому ряду экспериментальных постановок вопроса, которые с теоретической стороны не имеют смысла.

Содержание § 13 является конкретным примером подобного „искушения теоретическими спекуляциями" такого крупного и требовательного к „чистоте" эксперимента специалиста в области ферромагнетизма, как В. Герлах. Дело в том, что понятия „молекулярного поля", а, следовательно, и константы N, отнюдь не представляют понятия имеющего реальный физический смысл. Ясно, что в точных расчетах они вообще не вошли бы в теорию. Поэтому, если из опыта вытекает, что N зависит от температуры, то это означает лишь, что в данной области температур грубо неверны количественно формулы теории. Всякие попытки втиснуть данные опыта в рамки этих „неверных" формул, вводя искусственные гипотезы о температурной зависимости констант, входящих в эти формулы, едва ли можно считать плодотворными, так как вся теоретическая дискуссия при этом сводится не к тому, чтобы объяснить, например, почему N меняется с температурой, а к тому, чтобы объяснить, почему удалось „подогнать" результат опыта под формулы вейссовской теории с переменным N. *Примеч. переводчика.*

[2]) Этот вопрос, так же как и вопрос о различных N выше и ниже TK, не может быть решен в рамках грубой модели Гейзенберга-Вейсса. *Примеч. переводчика.*

дело с результирующим моментом, равным геометрической сумме слагаемых.

Природу носителей магнитного момента можно определить с помощью так называемого гиромагнитного эффекта, под которым мы понимаем намагничение образца в результате вращения вокруг какой-нибудь его оси. Если представить себе каждый носитель элементарного момента в виде вращающейся системы, то при вращении тела должны возникать гироскопические силы. Благодаря связи, существующей между механическим и магнитным моментами, можно определить их отношение. Для всех ферромагнетиков, кроме пирротина, это отношение равно 2 (вместо 1, как это ожидалось сначала). Объяснение этой „гиромагнитной аномалии" дает квантовая теория эффекта Зеемана. Фактор 2 (так называемый g-фактор) в упомянутом отношении обязан своим происхождением электрону. Итак, носителем магнитного момента ферромагнетиков является электрон со своим собственным, так называемым спиновым, магнитным моментом.

Возникает еще вопрос о величине магнитного момента, приходящегося на один атом металла („элементарный" момент). Его величину получают делением абсолютного насыщения (т. е. наибольшего его значения, достигаемого при очень низких температурах), приходящегося на моль, на число Лошмидта L: в случае Ni, например, имеем

$$\frac{\sigma_\infty \text{ на } \textit{г атом}}{L} = 5{,}58 \cdot 10^{-21}\,\mathrm{CGS}$$

на атом или 3 385 CGS на моль.

Если за единицу принять так называемый магнетон Бора μ_B, то эта величина почти точно равна 0,6 μ_B. Магнетон Вейсса μ_W (магнитный элементарный момент на моль в 1 125,6 абс. единицы) ровно в три раза меньше, чем измеренное значение элементарного момента Ni, и поэтому последний равен 3,0 μ_W.

Измерения гиромагнитного эффекта до сих пор не обнаружили орбитального момента в ферромагнетиках. Поэтому, вероятно, магнитный момент состоит исключительно из спинов, но в случае Ni не все атомы обладают электроном, участвующим в составлении этого момента, а лишь 60% из них. Точнее, надо сказать так, что в решетке на каждые 100 атомов имеется 60 электронных спинов участвующих в ферромагнетизме. К этому выводу можно притти из того факта, что при прибавлении атомов других металлов, отдающих внешние валентные электроны, ферромагнетизм уменьшается. Для полного уничтожения ферромагнетизма Ni от одновалентных элементов (Cu, Au) надо прибавить 60 атомов на 100, от двухвалентных (Be, Zn) 30 на 100 (т. е. 30 Be — 70 Ni), для трехвалентного Al 20 на 100 и, наконец, для четырехвалентного Sn 15 на 100.

Что же происходит с элементарным моментом при магнитном превращении? Выше *ТК* до последнего времени измерялись лишь величины магнитных моментов и лишь недавно Сёкксмит исследовал гиромагнитный эффект в Ni.

Никель при температурах, достаточно превышающих *ТК*, в очень широкой области температур обладает нормальным парамагнетизмом. Его восприимчивость χ при этом зависит от температуры (правда, не очень уже строго); по закону Кюри-Вейсса:

$$\chi(T-\theta)=C=0{,}0055_5.$$

Температура θ не равна измеренной *ТК*, которая равна 358°, а лежит значительно выше. Из экстраполяции опытной кривой $\left(\frac{1}{\chi},\ T\right)$ получают $\theta=372°$.

Из этих измерений можно также вычислить число магнетонов из парамагнитных измерений; получается

$$\text{по Вейссу } p_W=14{,}06\ \sqrt{C_M}\equiv 8\mu_W,$$

$$\text{по Бору } p_B\ =2{,}84\ \sqrt{C_M}\equiv 1{,}6\mu_B.$$

Следовательно, в случае Ni элементарный магнитный момент выше *ТК* в 2,67 раза больше, чем в ферромагнитной области для абсолютного насыщения при низких температурах.

Это различие еще не означает, что элементарный момент Ni меняется во время превращения. Дело в том, что согласно квантовой теории имеется следующее фундаментальное различие между намагничением в очень сильных и очень слабых полях. В случае насыщения все магнитные моменты ориентированы одинаково. Величина отдельного момента определяется (см. выше) как частное от деления насыщения на число атомов. В случае же намагничения в слабых полях, что и имеет место при измерениях в парамагнитном состоянии значительно выше *ТК*, надо принять во внимание пространственное квантование. Но тогда получаются существенно другие значения для p, чем это требуется по классической теории. Если принять во внимание лишь электронные спины, то для числа боровских магнетонов получается в результате известная формула Гунда:

$$p_B=g\sqrt{j(j+1)},$$

которая благодаря тому, что $g=2$, а $j=s=\frac{1}{2}$, переходит в старую формулу пространственного квантования Зоммерфельда:

$$p_B=\sqrt{4s(s+1)}.$$

Значение $g=2$ следует из гиромагнитного эффекта всех ферромагнетиков. Таким образом, отношение „эффективного момента" $\mu_{эфф}$ (рассчитанного в магнетонах Бора) выше *ТК* к моменту μ, полученному из насыщения, равно

$$\frac{\mu_{эфф}}{\mu}=\frac{p_B\cdot\mu_B}{s\cdot g\cdot\mu_B}=\sqrt{3},$$

т. е. больше, чем получается при классическом подсчете.

Следовательно, если вычислить число боровских магнетонов по значению постоянной Кюри, измеренной выше *ТК*, то получаем

0,9 вместо 0,6 из измерения насыщения. Таким образом, различие уменьшается, но не исчезает. Такие же вычисления для железа приводят к еще меньшему различию.

Наиболее приемлемым предположением (возможность другого объяснения см. в § 16) являлось бы то, что выше *ТК* входят в игру орбитальные моменты. Но вот именно в этом пункте и раскрывается вся важность измерений Сёкксмита, которые показали, что выше *ТК* мы имеем дело с тем же носителем магнитного момента — электронным спином ($g=2$), как и при температурах ниже *ТК*.

Но в связи с измерениями Сёкксмита надо все же заметить, что они производились не с чистым Ni. Высокая *ТК* чистого Ni делает невозможным проведение на нем этого очень трудного эксперимента. Поэтому автор проделывал свои опыты на трех различных смешанных кристаллах Ni—Cu, у которых *ТК* лежит ниже нуля; при этом измерения велись так, как будто бы Cu совершенно не оказывало никакого влияния на магнитные свойства Ni в парамагнитном состоянии этих сплавов. Считалось лишь, что благодаря меди происходит уменьшение плотности Ni, из-за этого понижается *ТК*, но магнитный момент, приходящийся на один атом Ni, должен оставаться неизменным. Исходя из этого положения, Сёкксмит объяснял результаты своих опытов.

Но надо, однако, обратить внимание на следующее. Нормальное парамагнитное поведение Ni начинается лишь при значительно более высоких температурах, чем температура исчезновения спонтанного намагничения, которую раньше принимали за начало нормального парамагнетизма. Как показывают измерения, формула

$$\chi(T-\theta)=C \qquad (\theta=372^\circ),$$

имеет место лишь выше 412°. А мы уже видели выше, что „нормальное“ электрическое сопротивление достигается лишь выше 400°, в то время как максимум температурного коэфициента лежит при 360°.

Если мы считаем при этом, что ферромагнитные свойства исчезают при температурах гораздо выше максимума аномалий, то, строго говоря, опыты по определению природы носителей парамагнитных моментов должны производиться лишь в этой области температур. Однако, из опытов Сёкксмита не ясно, относятся ли они к области температур „нормального“ парамагнетизма. Автор лишь указывает, что опыты производились при комнатной температуре и что *ТК*, определенные обычным способом (по резкому спаду намагничения насыщения), лежат между —14 и —2°. Но измеренные значения фактора g у всех сплавов оказались одинаковыми.

Итак, в результате всего вышеизложенного можно сказать, что весьма вероятно и ниже, и выше магнитного превращения носителем магнитного момента ферромагнетика является электрон (спиновый магнетизм). Остается нерешенным вопрос, почему элементарный магнитный момент имеет разные значения в ферромагнитной и парамагнитной области. Одно из возможных объяснений (по Корнецкому) будет приведено в § 16.

§ 15. ОБНАРУЖЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Во введении было уже указано на возможность обнаружить спонтанное намагничение в переходной области использованием характерных свойств технического намагничения. Одним из них является изменение формы кривой технического намагничения Ni при упругих деформациях. Согласно Беккеру при одностороннем растяжении или сжатии спонтанное намагничение доменов выходит из своего естественного направления и ориентируется вдоль направлений, определяемых внешними напряжениями.

Такое влияние наблюдается еще и при температурах гораздо выше той, при которой лежат максимумы аномалий, т. е. в переходной области, где, как раньше считалось, все наблюдаемое намагничение исключительно истинное. Измерения намагничения при продольных растяжениях различной величины показали, что в слабых полях (от 1 до 10 эрстедов) кривая намагничения тем более пологая, чем больше упругие растяжения. При более высоких полях различия все более и более сглаживаются и совершенно исчезают в полях от 300 до 900 эрстедов.

Намагничение, измеренное в более высоких полях, бесспорно истинное и, следовательно, не зависит от упругих напряжений, которые в других смыслах (кроме упомянутого выше) не влияют на магнитное превращение. Что же касается изменения намагничения при растяжениях в слабых полях, то оно несомненно указывает на наличие остатков ферромагнитного спонтанного намагничения, ибо если происходит вращение моментов под влиянием растяжения, то должно существовать спонтанное намагничение. Тот же факт, что, несмотря на различие в значениях намагничения, получаемых в любых полях при продольном растяжении, при более высоких полях всегда получается одно и то же намагничение, указывает на независимость намагничения насыщения, а вместе с тем и самой величины спонтанного намагничения от упругих напряжений.

§ 16. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ КЮРИ

При истинном намагничении (получаемом при достаточно больших полях выше технического насыщения и при температурах ниже *ТК*) происходит увеличение объёма железа, пропорциональное полю *H* (объемная магнитострикция). Это изменение объема при намагничении термодинамически связано с изменением истинного намагничения при давлении. Но это, очевидно, означает также, что при изменении константы решетки (обусловленном давлением) изменяется и спонтанное намагничение [1]).

Вместе с тем возникает вопрос и о зависимости *ТК* от давления. Экспериментально этот вопрос исследовался много раз, но пока еще не получено никаких достоверных результатов.

---

[1]) Это обстоятельство учитывается, например, в термодинамической теории объемной магнитострикции Беккера, Z. Physik, **87**, 547, 1934. *Примеч. переводчика.*

В теории Вейсса *ТК* дается известной формулой

$$\theta = \frac{N\rho\sigma_0^2}{3MR}$$

(N — константа молекулярного поля, ρ — плотность, σ_0 — насыщение, M — молекулярный вес, R — газовая постоянная). Если считать, что σ_0 определяется исключительно электронными спинами (см. § 14), то изменяться при изменении объема (постоянной решетки) может только константа N.

Корнецкий рассмотрел следствие из этого предположения, согласно которому константа молекулярного поля может также меняться при нагревании в силу теплового расширения, и поэтому точка Кюри, измеренная при постоянном объеме, будет функцией температуры. Это надо понимать так: если при нагревании ферромагнетика от некоторой определенной низкой температуры объем держать постоянным, то *ТК* будет меняться из-за возникшего при этом давления. Величина *ТК*, очевидно, будет функцией исходной температуры, ибо константа N при постоянном объеме больше не меняется.

Корнецкий вывел формулу, связывающую это смещение *ТК* при изменении объема с изменением объема при истинном намагничении. Из подобных измерений на железе при низких температурах можно экстраполировать, что при постоянном объеме *ТК* смещается от своего „нормального" (т. е. измеренного при 4 *ат*) значения в 770° до 395°; давление, которое нужно при этом приложить, чтобы удержать постоянный объем, должно доходить до 6 000 *ат*.

Экспериментально было обнаружено, что *ТК* в сплавах Ni—Fe снижается, а в сплавах Ni—Cu повышается с давлением. В обоих случаях *ТК* лежит вблизи комнатной температуры. В чистом Ni и Fe и других сплавах измерения по влиянию давления на *ТК* дали отрицательный результат.

Так как измерения объемного эффекта требуют исключения изменения спонтанного намагничения при давлении, речь идет лишь о том, законна ли экстраполяция на *ТК*. Она незаконна, если объемный эффект меняет знак или если он уменьшается с ростом температуры и исчезает при магнитном превращении. Последнее, согласно измерениям Деринга, не имеет места в случае чистого Ni; при этом показано, что при истинном намагничении по меньшей мере имеется сокращение длины, а, вероятно, также и объема.

В связи с рассматриваемой здесь проблемой большое значение имеют новые опыты Эберта и Куссмана, хотя они тоже еще не дают однозначного ответа. Эти авторы измеряли изменение кривых намагничения в зависимости от давления (в несколько тысяч атмосфер) для различных сплавов и при температурах вплоть до магнитного превращения.

Так как эти измерения при высоких температурах очень затруднительны, то в качестве объектов исследования были выбраны бинарные и тройные сплавы, у которых *ТК* лежит между комнатной температурой и 200°.

Для всех сплавов найдено понижение намагничения насыщения, следовательно, также и спонтанного намагничения при давлении. Авторами было обнаружено возрастание спонтанного намагничения при более высоких полях (следовательно, и истинного намагничения), как будто бы независимое от давления; этот результат удивителен. Выше *ТК* имеется чисто истинное намагничение, также не зависящее от давления.

Влияние заданного давления на намагничение насыщения, безусловно, падает с ростом температуры, т. е. *ТК* не изменяется при давлении. Экстраполируя измеренные кривые, авторы находят, что при очень низких температурах влияние давления на намагничение также прекращается.

Насколько велико еще разногласие в экспериментальных результатах, лучше всего видно из того факта, что Штейнбергер получил для сплава 30% Ni — 70% Fe сильное снижение *ТК* при комнатной температуре (нормальная $ТК \approx 125°$, а при 10 000 *ат* меньше, чем 20°), тогда как Эберт и Куссман нашли для сплава того же состава очень большое уменьшение намагничения при давлении (*ТК* при этом оставалась неизменной). Весьма вероятно, что существенную роль играет металлографическое состояние сплава; поэтому измерения, безусловно, должны производиться на чистых металлах.

Хотя в этом вопросе еще очень много неясных моментов, однако весьма важно, что он принципиально может дать новую точку зрения. Так, например, он кажется весьма подходящим для устранения трудности, которая до сих пор была связана с объяснением магнитного превращения. Это затруднение было изложено уже в § 14 и сводится к существованию различия в величине магнитного момента (на атом) ниже и выше *ТК*, несмотря на одну и ту же природу носителя этого момента. Благодаря упомянутому выше изменению *ТК* при постоянном объеме с температурой формула для определения числа магнетонов получает поправочный член, который значительно снижает классически вычисленные значения. Однако, из-за явно экстраполяционного характера вычислений, конечно, нельзя сделать никаких точных количественных высказываний.

Подобные соображения возникают при расчете магнетокалорического эффекта. Поттер (см. § 12, 13) нашел здесь, что вблизи *ТК* сильно растет константа молекулярного поля Вейсса *N*. Так как вблизи *ТК* имеется аномалия теплового расширения, то должна быть также сделана поправка из-за аномалии объемного эффекта, чем и обусловливается изменение константы *N*. Но все эти рассуждения будут до тех пор носить академический характер, пока с помощью измерений не будет решен основной вопрос всякой теории спонтанного намагничения, который гласит: соответствуют ли твердо установленному (из магнитных измерений и объемного эффекта) факту изменения спонтанного намагничения при давлении в области низких температур изменения этого намагничения при *ТК*, а также и смещение *ТК* при давлении?

§ 17. МАГНИТОСТРИКЦИЯ ПРИ МАГНИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

При техническом намагничении Ni обладает отрицательной магнитострикцией. Кроме того, происходит магнитострикция и при истинном намагничении, что подробно было изучено Дерингом. Измерения этого последнего эффекта очень трудны из-за того, что одновременно с ним имеет место и магнетокалорический эффект, который дает нагревание и в связи с этим приводит к росту объема. Однако, Дерингу удалось настолько разделить оба эти эффекта, что стало возможным делать качественные выводы о магнитострикции при истинном намагничении.

Обычная магнитострикция, обусловленная ориентацией магнитных моментов, уменьшается с ростом температуры, но при *ТК* не исчезает, а идет к нулю асимптотически. Ее можно наблюдать вплоть до 395°. Это согласуется с обнаруженным влиянием упругих напряжений на намагничение в переходной области (см. § 15) и является новым доказательством существования самой этой переходной области выше *ТК*, где спонтанное намагничение исчезает асимптотически, так как отрицательная магнитострикция обусловлена наличием спонтанного намагничения.

Деринг показал, что вопреки прежним измерениям, в которых не учитывался магнетокалорический эффект, изменение длины при истинном намагничении отрицательно. Однако, и здесь сейчас не все еще ясно. Неясным является вопрос относительно смещения *ТК* при давлении (§ 16), но качественное доказательство присутствия спонтанного намагничения в переходной области с помощью магнитострикции является полезным для будущего решения этого вопроса.

§ 18. ХИМИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРА КЮРИ

Хэдуэлл исследовал каталитическую активность никеля и сплавов никеля для большого числа реакций в зависимости от температуры: например, для $N_2O \rightarrow N_2 + O$, $N_2O + H_2 \rightarrow N_2 + H_2O$; $C_2H_4 + H_2 \rightarrow C_2H_6$ и др. В ферромагнитной области всегда обнаруживалось четко выраженное изменение скорости реакции, независимо от того, как высоко *ТК* (последняя понижалась, например, при добавлении меди к никелю). Точно так же было найдено такое же влияние магнитного превращения на скорость реакции в случае железа, железных сплавов и гейслеровых сплавов („магнетохимический эффект").

§ 19. ТЕМПЕРАТУРА МАКСИМАЛЬНЫХ АНОМАЛИЙ И ПЕРЕХОДНАЯ ОБЛАСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИКА, НАХОДЯЩЕГОСЯ В НОРМАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Экспериментальные факты, рассмотренные в § 4—8, приводят с полной очевидностью к выводу о разделении магнитного превращения на два этапа. Первый из них занимает очень узкий, но конечный температурный интервал, а второй обнимает довольно широкую температурную область шириной не менее 50°.

Это разделение получается и из чисто магнитных измерений, а именно, хотя бы из того факта, что нормальное парамагнитное поведение никеля начинается лишь с 410°, так что между нормальной ферромагнитной и парамагнитной областью существования этого момента имеется широкая переходная область. Такое разделение, конечно, имеет смысл только тогда, если после прохождения этой переходной области ферромагнитный металл действительно получает нормальные свойства. Это мы и покажем сейчас для никеля на основании достоверных измерений.

Выше 450° кривая зависимости сопротивления от температуры искривлена слабо. Точно таким же свойством обладает сопротивление палладия. Если рассматривать не само удельное сопротивление, а его так называемое r-значение (т. е. отношение сопротивления при температуре T к сопротивлению 0° $r_T = \frac{R_T}{R_0}$), то получается даже количественное согласие между значениями r у Ni и Pd.

То же самое имеет место и для парамагнитной восприимчивости Ni и Pd при $T \gg \theta$. Палладий приближенно следует закону Кюри-Вейсса, но только с „отрицательной температурой Кюри“: $\chi(T+\theta) = \text{const}$. Если построить графики $1/\chi$ как функции температуры, то для Ni и Pd получаются параллельные кривые. Другими словами, если за абсциссы выбрать не T, а $T-\theta$, то кривые для Ni и Pd просто совпадают. Магнитные моменты Pd и Ni для $T \gg \theta$ также одинаковы. Наконец, имеется еще аналогия в поведении теплоемкостей Ni и Pd при температурах выше переходной области. В обоих случаях теплоемкости возрастают с температурой гораздо больше, чем это имеет место у остальных металлов. Выше *ТК* никель обладает слишком большой теплоемкостью (примерно на 1,5 *кал/моль* больше, чем у остальных металлов).

Таким образом, мы видим, что между свойствами парамагнитного Ni и Pd при температурах выше 450° имеется большая аналогия и даже количественное совпадение. Отклонения от свойств палладия („Palladium charakter“) при температурах от 400° и ниже, вплоть до начала явно ферромагнитной области, должны быть связаны с магнитным превращением. Следовательно, можно утверждать, что полное исчезновение спонтанного или внутреннего намагничения происходит постепенно.

Температура максимумов аномалий также имеет вполне реальный физический смысл. На основании многочисленных исследований, произведенных в Мюнхенском институте, можно считать твердо установленным, что для чистого Ni имеет место совпадение максимумов всех аномалий при той же температуре, при которой вместе с тем происходит наиболее резкое изменение ферромагнитных свойств. В различных опытах с наичистейшим никелем, который мы только могли найти (проверка действительной чистоты производилась сравнением измеренных r-значений с граничными значениями остаточного сопротивления по измерениям Мейснера), был измерен ряд его свойств, которые имели максимум аномалий при одной

и той же температуре. Все измерения, соединенные в таблице фигурной скобкой, производились на одном и том же проволочном образце.

Измеряемые величины	Температура °С максимума аномалии
Теплоемкость	353
Температурный коэфициент сопротивления $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{max}$	353±1
Намагничение насыщения $\left(\frac{dI}{dt}\right)_{max}$	354,5
Истинное намагничение $\left(\frac{dI}{dH}\right)_{max}$	354
Температурный коэфициент сопротивления $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{max}$	353,8
Температурный коэфициент сопротивления	354,9
Термо-эдс и коэфициент Томсона $\left(\frac{d^2E}{dt^2}\right)_{max}$	354

Недавно была еще измерена начальная проницаемость μ_0, которая имеет крутой спад при 354°.

При этом возникает вопрос, почему в прежних наблюдениях находили такое большое различие между температурой, соответствующей $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{max}$ и исчезновению начальной проницаемости. Повидимому, это объясняется очень просто. Несомненно, что все прежние измерения производились с не вполне чистыми материалами. Образец может быть, кроме того, не вполне однороден; отдельные более или менее чистые его части имеют различные точки Кюри. У такого образца исчезновение „средней начальной проницаемости" при всех обстоятельствах произойдет при более высокой температуре, чем температура, соответствующая „среднему максимуму" температурного коэфициента сопротивления. Это следует просто из различного вида температурной зависимости обеих величин.

Представляет также некоторую опасность делать какие-либо выводы об исчезновении спонтанного намагничения, основываясь на результатах измерений, полученных на образцах из недостаточно чистого металла. То же самое имеет место для сплавов, даже в том случае, если они представляют собой стабильный смешанный кристалл, ибо малые флюктуации в составе от кристаллита к кристаллиту оказывают то же действие, что и примеси в чистом металле.

Никогда, даже в случае самого чистого никеля, не наблюдалось прерывного изменения его свойств, т. е. не было обнаружено ни кников, ни скачков. Конечно, мы всегда еще вправе сказать, что идеально чистый монокристалл, возможно, и обладал бы этими свойствами.

Для наглядного понимания полученных результатов можно указать на следующее. Резкое изменение магнитных свойств в узком температурном интервале вблизи *TK* соответствует исчезновению

магнитного порядка на далеких расстояниях, но при этом еще остается взаимодействие между ближайшими участками, которое исчезает лишь постепенно.

Может быть, в связи с этим взглядом надо было бы провести следующее наблюдение. В случае сплавов всегда наблюдаются более широкие переходные области и более размытые максимумы магнитных аномалий, чем, например, у чистого Ni. Такие смешанные кристаллы в больших объемах можно считать однородными, т. е. на достаточно большое число атомов Ni в различных частях образца приходится одинаковое число атомов примеси. Но если рассматривать более мелкие объемы, то тем больше делаются флюктуации концентрации при переходе от одного участка образца к другому; поэтому и взаимодействие между ближайшими участками в разных местах будет сильно отличаться. Но это и должно, согласно высказанному выше утверждению, приводить к увеличению переходной области (см. добавление к переводу).

ЛИТЕРАТУРА

Ферромагнитные амальгамы

1. H. Nagaoka, Ann. Physik, **59,** 66, 1896.

Температурный гистерезис точки Кюри

2. P. Harrison, Phil. Mag., **8,** 179, 1904.
3. W. Gerlach, H. Bittel u. S. Velayos, Münchner Ber., 81, 1936.

Влияние механической обработки на точку Кюри

4. E. Englert, Z. Physik, **97,** 94, 1935.
5. M. N. Michejew, Sow. Phys., **3,** 393, 1933.
6. L. H. Adams u. I. W. Green, Phil. Mag., **12,** 361, 1931.
7. H. Ebert u. A. Kussmann, Physik. Z., **38,** 437, 1937; **39,** 598, 1938.
8. A. Michels, A. Jaspers, I. de Boer u. I. Strijland, Physica, **4,** 1007, 1937.

Влияние механической обработки на плотность

9. W. Schlett, Ann. Physik, **23,** 201, 1908.

Влияние упругого растяжения на истинное намагничение

10. G. Scharff, Ann. Physik, **25,** 223, 1936.

Влияние обработки и чистоты образца на форму переходной области

11. W. Gerlach, Physik. Z., **33,** 953, 1932.
12. H. Bittel u. W. Gerlach, Ann. Physik (в печати).

Отдых при горячей обработке и температура Кюри

13. H. Bittel, Ann. Physik, **31,** 219; **32,** 608, 1938.

Обнаружение спонтанного намагничения по кривым намагничения

14. P. Weiss et R. Forrer, Ann. d. Phys., **5,** 153, 1926; **12,** 279, 1929.

Истинное намагничение

15. P. Weiss et R. Forrer, Ann. d. Phys., **5,** 153, 1926.
16. P. Kapitza, Proc. Roy. Soc., London, **131,** 243, 1931.
17. G. Gerloff, Z. Physik, **99,** 585, 1936.

Теплоемкость при магнитном превращении

18. E. Ahrens, Ann. Physik, **21,** 169, 1934.
19. H. Klinkhardt, Ann. Physik, **84,** 167, 1927.
20. H. Moser, Physik. Z., **37,** 737, 1936.
21. E. Lapp, Thèses, Strassburg — Paris, 1929.
22. H. L. Bronson, E. W. Hewson u. A. J. C. Wilson, Canad. Journ. Res., **14,** 194, 1936.
23. E. Lapp, Ann. d. Phys., **6,** 826, 1936.

Электрическое сопротивление в переходной области

24. W. Gerlach u. K. Schneiderhan, Ann. Physik, **6,** 772, 1930.
25. W. Gerlach, Physik. Z., **33,** 933, 1932.
26. W. Gerlach, H. Bittel u. S. Velayos, Münchner Ber., 81, 1936.
27. B. Svensson, Ann. Physik, **22,** 97, 1935; **25,** 263, 1936.
28. H. H. Potter, Proc. Phys. Soc., London, **49,** 671, 1937.

Электрическое сопротивление и истинное намагничение

29. W. Gerlach u. K. Schneiderhan, Ann. Physik, **6,** 772, 1930.
30. W. Gerlach, Ann. Physik, **8,** 649, 1931; **12,** 849, 1932.
31. K. Schneiderhan, Ann. Physik, **11,** 385, 1931.
32. E. Englert, Ann. Physik, **14,** 589, 1932; Z. Physik, **74,** 748, 1932.

Влияние магнитного превращения на испускательную способность

33. E. Hagen u. H. Rubens, Berl. Ber., 778, 1909; 467, 1910.
34. W. Gerlach, Ann. Physik, **25,** 209, 1936.
35. E. Löwe, Ann. Physik, **25,** 213, 1936.
36. V. A. Suydam, Phys. Rev., **5,** 437, 1915.
37. M. Kahanovicz, Lincei Rend., **30,** 2, 132, 1921.
38. L. S. Ornstein u. I. H. v. d. Veen, Physica, **3,** 289, 1936.

Термо-эдс и коэфициент Томсона при магнитном превращении

39. A. W. Foster, Phil. Mag., **18,** 470, 1934.
40. A. Hammer, Ann. Physik, **30,** 728, 1937.
41. I. Dorfmann u. R. Janus, Z. Physik, **54,** 277, 1929.
42. K. E. Grew, Phys. Rev., **41,** 356, 1932.

Термо-эдс и сопротивление у сплава

43. H. Bittel u. W. Gerlach, Ann. Physik (в печати).

Ферромагнитные аномалии теплопроводности

44. A. Hammer (см. 40).
45. K. Honda u. T. Simidu, Sc. Rep. Tôhoku Univ., **6,** 219, 1917.
46. F. H. Schofield, Proc. Roy. Soc., London, **107,** 206, 1925.
47. M. van Dusen u. S. M. Shelton, Bureau of Standard, **12,** 429, 1914.

Изменение упругости при превращении

48. E. Giebe u. E. Blechschmidt, Ann. Physik, **11,** 905, 1931.
49. M. Kersten, Z. Physik, **85,** 708, 1933.
50. O. von Auwers, Ann. Physik, **17,** 83, 1933.
51. F. Förster u. W. Köster, Z. Metallk., **29,** 116, 1937.
52. O. Engler, Ann. Physik, **31,** 145, 1938.
53. W. Döring, Ann. Physik, **32,** 465, 1938.

Тепловое расширение переходной области

54. E. P. Harrison, Phil. Mag., **7,** 626, 1904.
55. C. L. Williams, Phys. Rev., **46,** 1011, 1934.
56. P. Hidnert, Bureau of Standard, **5,** 1305, 1930.
57. H. Esser u. G. Müllet, Arch. Eisenhüttenwesen, **7,** 265, 1933.
58. M. Kornetzki, Z. Physik, **97,** 662, 1935.
59. W. Döring, Z. Physik, **163,** 560, 1936.

Рентгенографические исследования выше и ниже переходной области

60. D. Coster (личное сообщение).
61. I. D. Hanawalt, Z. Physik, **70,** 293, 1931.

Магнетокалорический эффект

62. P. Weiss et R. Forrer, C. R., **178,** 1347, 1446, 1670, 1924.
63. P. Weiss, Ann. d. Phys., **17,** 97, 1932.
64. H. H. Potter, Proc. Roy. Soc., London, **146,** 362, 1934.

Изменение константы „внутреннего поля" при магнитном превращении

65. H. H. Potter (см. 64).
66. W. Gerlach, H. Bittel u. S. Velayos (см. 26).
67. M. Kornetzki, Z. Physik, **98,** 289, 1935.
68. W. Heisenberg, Z. Physik, **49,** 619, 1928.

Гиромагнитный эффект

69. W. de Haas, Proc. Amsterd. Acad., **18,** 1281, 1916.
70. E. Beck, Ann. Physik, **60,** 109, 1919.
71. W. Sucksmith and Bates, Proc. Roy. Soc., London, **104,** 499, 1923.
72. W. Sucksmith, Nature, **134,** 936, 1934; Helv. phys. Acta, **8,** 205, 1935.

Намагничение парамагнитного никеля

73. W. Sucksmith and R. P. Pearce, Nature, **140,** 970, 1937; Proc. Roy. Soc., London, **167,** 189, 1938.

Обнаружение ферромагнитных свойств в переходной области

74. R. Becker, Z. Physik, **62,** 253, 1930.
75. R. Becker u. M. Kersten, Z. Physik, **64,** 660, 1930.
76. G. Scharff, Z. Physik, **97,** 73, 1935; Ann. Physik, **25,** 223, 1936.

Изменение ТК с давлением

77. R. L. Steinberger, Physics, **4,** 153, 1933.
78. Chi-Sun Yeh, Proc. Am. Acad., **60,** 503, 1925.
79. H. Ebert u. A. Kussmann, Physik. Z., **38,** 437, 1937; **39,** 598, 1938.
80. L. H. Adams u. J. W. Green, Phil. Mag., **12,** 361, 1931.
81. D. R. Ray-Chaudhuri, Z. Physik, **71,** 473, 1931.
82. E. Englert, Z. Physik, **97,** 94, 1935.
83. M. N. Michejew, Sow. Phys., **3,** 393, 1933.
84. A. Michels, A. Jaspers, J. de Boer u. J. Strijland, Physica, **4,** 1007, 1937.
85. M. Kornetzki, Z. Physik, **87,** 560, 1934; **97,** 662; **98,** 289, 1935.
86. W. Döring, Z. Physik, **103,** 560, 1936.

Магнитострикция при магнитном превращении

87. W. Döring, Z. Physik, **103,** 560, 1936.

Температура максимальных аномалий и переходная область при нормальных условиях

88. W. Gerlach, H. Bittel u. S. Velayos, Münchner Ber., 81, 1936.
89. H. Bittel u. W. Gerlach, Ann. Physik (в печати).

Аналогия в свойствах

90. W. Gerlach, H. Bittel u. S. Velayos, Münchner Ber., 81, 1936.
91. F. W. Jaeger u. W. A. Veenstra, Acad. Wet. Amsterd., **37,** 280, 1934.

Различие в положении аномалий при недостаточно чистых образцах

92. A. Kussmann u. A. Schulze, Physik. Z., **38,** 42, 1937.
93. H. Bittel u. W. Gerlach, Ann. Physik (в печати).

ДОБАВЛЕНИЕ ПЕРЕВОДЧИКА

Вскоре после опубликования переведенного выше доклада В. Герлаха появилась очень интересная статья Л. С. Стильбанса: „Ближний и дальний порядок в ферромагнитных телах“ (ЖЭТФ, **9**, 432, 1939).

В этой статье автор совершенно справедливо отмечает, что „обычно при описании ферромагнетизма исходят из дальнего порядка и, таким образом, получают результаты, являющиеся лишь грубым приближением к действительности“. Действительно, как показал Дирак [см., например, П. А. М. Дирак, Основы квантовой механики, ОНТИ, 1937, § 61 (38), стр. 244], оператор энергии обменных сил может быть записан в таком виде:

$$W = \sum_{f<f'} I_{ff'} (1 - \sigma_f \sigma_{f'}), \tag{1}$$

где σ_f и $\sigma_{f'}$ — операторы электронных спинов f и f'. Это выражение можно трактовать и квазиклассически, понимая под σ_f и $\sigma_{f'}$ простые числа, соответствующие единичным векторам вдоль направления магнитных моментов спинов. Тогда из (1) сразу следует, что „энергия, а следовательно, и добавочная теплоемкость ферромагнитного тела целиком определяется ближним порядком; дальний же порядок здесь сказывается лишь в той мере, в какой он влияет на ближний“.

Если принять за отсчет энергии состояние полного порядка и учесть взаимодействие лишь между ближайшими соседями, то квазиклассическое написание (1) будет иметь вид:

$$W = 2In_{ab}, \tag{2}$$

где I — обменный интеграл между ближайшими соседями, а n_{ab} — число антипараллельных соседств спинов. Обозначим далее полное число правых спинов через N_a, левых — N_b, число соседств правых — n_{aa} и левых — n_{bb}. Тогда имеют место следующие очевидные соотношения:

$$2n_{aa} = zN_a - n_{ab} \quad \text{и} \quad 2n_{bb} = zN_b - n_{ab}, \tag{3}$$

где z — число ближайших соседей. Для определения n_{ab} необходимо к (3) добавить еще одно уравнение. Стильбанс использует для этого так называемое квазихимическое равновесие, а именно, применяет „закон действующих масс“ для „реакции“

$$\left.\begin{array}{l}(aa) + (bb)\\ (\downarrow\downarrow) + (\uparrow\uparrow)\end{array}\right\} \begin{array}{l}\rightarrow\\ \rightarrow\end{array} \begin{array}{l}2(ab)\\ 2(\uparrow\downarrow).\end{array}$$

Тогда

$$\frac{n_{aa}n_{bb}}{n_{ab}^2} = \frac{z_{aa}z_{bb}}{z_{ab}^2} = \frac{1}{4} e^{\frac{4I}{kT}} = c \tag{4}$$

(где z_{ik} — фазовая сумма). Из (3) и (4) находим, что

$$n_{ab}=\frac{1}{2}Nz\left[\frac{\sqrt{1+4\frac{N_aN_b}{N^2}(4c-1)}-1}{4c-1}\right]. \qquad (5)$$

Для вычисления свободной энергии $F=W-TS$ надо еще знать энтропию S. Стильбанс считает, что последняя определяется исключительно дальним порядком

$$S=\left(k\ln\frac{N!}{N_a!N_b!}\right)_{\max}.$$

Из условия $\delta F=0$ и при добавочной связи $N_a+N_b=N=\text{const}$ находим

$$\frac{N_a}{N_b}=\exp\left\{\frac{2zI}{kT}\frac{N_a-N_b}{N\sqrt{1+4\frac{N_aN_b}{N^2}(4c-1)}}\right\},$$

или степень дальнего порядка (рис. 1)

$$\eta=\frac{N_a-N_b}{N}=\operatorname{tg}h\left[\frac{zI}{kT}\frac{\eta}{\sqrt{1+(4c-1)(1-\eta^2)}}\right].$$

Таким образом, для энергии W автор получает следующие предельные значения:

$$W=\frac{1}{2}NzI(1-\eta^2) \qquad \text{при } T<T_{кр},$$

$$W=\frac{1}{2}NzI\frac{2}{1+e^{\frac{2I}{kT}}} \qquad \text{при } T>T_{кр}$$

(рис. 2). Сравнивая эти формулы с формулой (7) в выступлении

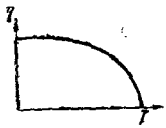

Рис. 1

Рис. 2

Рис. 3

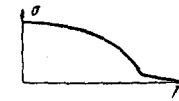

Рис. 4

Р. Беккера (печатаемом ниже), видим, что в теории Стильбанса выше $T_{кр}$ получен существенно другой результат. Теплоемкость при $T<T_{кр}$

$$C_m=\frac{dW}{dT}=-\frac{NzI}{2}\frac{d\eta^2}{dT},$$

а при $T>T_{кр}$

$$C_m=\frac{NzI}{2}\frac{4}{kT^2\left(1+e^{\frac{2I}{kT}}\right)^2}.$$

Из рис. 3 видно, что теоретический график температурной зависимости находится в полном качественном согласии с экспериментальной кривой.

Температурная зависимость ближнего порядка

$$\sigma = \frac{n_{aa} + n_{bb} - n_{ab}}{\frac{1}{2} Nz}$$

по (5) и (3) имеет вид (рис. 4):

$$\sigma \sim \eta^2 \qquad (T < T_{кр}),$$

$$\sigma \sim \operatorname{tg} h \frac{I}{kT} \qquad (T > T_{кр}).$$

Из работы Стильбанса, а именно, из того факта, что для $T > T_{кр}$ $\sigma \neq 0$, и вытекает, что выше точки Кюри есть еще „остатки“ спонтанного намагничения.