

Лекция 24 Квантовые свойства кристаллов

1. Классификация кристаллов по электрической проводимости
2. Проводники, диэлектрики и полупроводники
3. Теплопроводность кристаллов
4. Магнитные свойства кристаллов
5. Сверхпроводимость

В рамках зонной теории твердых тел удалось объяснить многие особенности свойств металлических и неметаллических (полупроводниковых и диэлектрических) кристаллических тел.

При $T = 0$ К и в отсутствие других источников возбуждения возможны два варианта заполнения коллективизированными электронами разрешенных зон в кристаллах:

- зона заполнена электронами полностью; самую верхнюю (по энергии) из этих зон называют *валентной зоной*;
- зона заполнена электронами частично или пуста; такую зону называют *зоной проводимости*.

Если в зоне проводимости есть электроны, то под действием приложенного к кристаллу внешнего электрического поля их энергия может увеличиваться при переходе на имеющиеся в этой же зоне свободные уровни – возникает электрический ток. Такая ситуация реализуется в металлах – они обладают электронной проводимостью.

Если зона проводимости пуста, а валентная зона заполнена электронами, то в таком состоянии кристалл не может проводить электрического тока, так как в электрическом поле невысокой напряженности электрон на длине его свободного пробега не может приобрести энергии, необходимой для его перехода из валентной зоны в зону проводимости. Физические свойства кристаллов определяются в основном верхними зонами, ещё содержащими электроны. Энергетический интервал E_g между «дном» E_c (минимумом энергии) самой верхней ещё содержащей электроны зоны (зоны проводимости) и «потолком» E_v (максимумом энергии) предыдущей целиком заполненной зоны (валентной зоны), называется *запрещенной зоной* (хотя ниже по шкале энергий может быть еще несколько других запрещенных и разрешенных зон).

Если при $T = 0$ К все зоны, содержащие электроны, заполнены электронами целиком, а следующая «пустая» разрешенная зона отделена от данной достаточно широкой запрещенной зоной ($E_g > 2$ эВ), то кристалл является диэлектриком (например, у алмаза $E_g \sim 5$ эВ); если $E_g \leq 2$ эВ – полупроводником (у кремния $E_g \sim 1,1$ эВ, у германия – $\sim 0,75$ эВ). Если верхняя содержащая электроны зона заполнена электронами частично, то это металл. Возможно частичное перекрытие разрешенных зон или смыкание их (полуметаллы, бесщелевые полупроводники).

Чем меньше E_g , тем больше вероятность перехода небольшой части электронов из валентной зоны в зону проводимости. Например, вследствие теплового возбуждения в полупроводниках вероятность такого перехода достаточно велика, поэтому удельная электрическая проводимость полупроводников очень быстро увеличивается при увеличении температуры.

При отличной от нуля, но низкой температуре (когда величина kT мала по сравнению с энергией Ферми) состояние системы фермионов отличается от основного тем, что существует небольшое число частиц, энергия которых больше энергии Ферми, и равное число свободных мест в состояниях с энергией, меньшей энергии Ферми (дырки).

В кристалле нижние зоны (довольно узкие) полностью заполнены электронами внутренних оболочек атомов. Для идеального газа фермионов (ферми-газа) в равновесном состоянии среднее число частиц с энергией E_i определяется функцией Ферми – Дирака

$$\bar{n}_i = \frac{1}{\exp[(E_i - \mu)/(kT) + 1]},$$

где μ – химический потенциал; символом i отмечен набор квантовых чисел, характеризующих состояние частицы.

Хотя структура энергетической зоны дискретна, уровни энергии очень близко расположены по отношению друг к другу (квазинепрерывны). Для описания распределения невырожденных энергетических уровней в зоне $n(\varepsilon)$

часто вводят функцию плотности уровней (состояний) $g(E) = \frac{dn}{dE}$ – число

уровней в расчете на единичный интервал энергии. Вид функции $g(E)$ зависит от закона дисперсии. В простейшем случае, когда $E(p) = p^2 / 2m^*$,

плотность состояний (уровней) $g(E) = A\varepsilon^{1/2}$, где $A = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2}$.

Внешние воздействия (повышение температуры, облучение, в частности светом, сильные внешние электрические поля) могут обусловить «переброс» электронов через запрещенную зону. В результате появляются «свободные» носители заряда (электроны проводимости и дырки), обеспечивающие проводимость. В идеальных естественных полупроводниках число электронов проводимости и дырок одинаково.

При наличии дырок импульсы электронов перераспределяются в пределах валентной зоны. При воздействии внешнего электрического поля распределение импульсов в валентной зоне становится асимметричным, поэтому в материале возникает электрический ток. Перераспределение электронов в валентной зоне сопровождается соответствующим перераспределением дырок. Дырка ведёт себя в электрическом поле как положительно заряженная частица, эффективная масса которой

$$m_p^* = \frac{\hbar^2}{(d^2 E / dk^2)}$$

вблизи верхнего края валентной зоны положительна. Обусловленную движением дырок электрическую проводимость называют дырочной. Поэтому все вопросы дырочной проводимости можно решать аналогично вопросам электронной проводимости.

Таким образом, различие между диэлектриками и проводниками состоит в характере заполнения зон. В диэлектриках перераспределение импульсов электронов невозможно, а в проводниках – возможно. В электрической проводимости *естественных полупроводников* можно выделить две составляющие – *электронную и дырочную проводимость*.

В реальной решётке кристалла всегда имеются дефекты, обуславливающие нарушение периодичности кристаллической решётки. Основными видами дефектов являются:

- вакансии (отсутствие ионов или атомов в некоторых узлах решётки);
- внедрения (наличие лишних атомов между узлами решётки);
- примеси (некоторые узлы решётки заняты не атомами основного вещества, а атомами другого вещества).

При моделировании дефектных кристаллов возможны ситуации, когда:

а) решения уравнения Шрёдингера аналогичны решениям, получаемым для идеального кристалла. Энергии, соответствующие этим решениям, для идеального кристалла объединены в зоны. Соответствующие состояния электронов называют *зонными состояниями*;

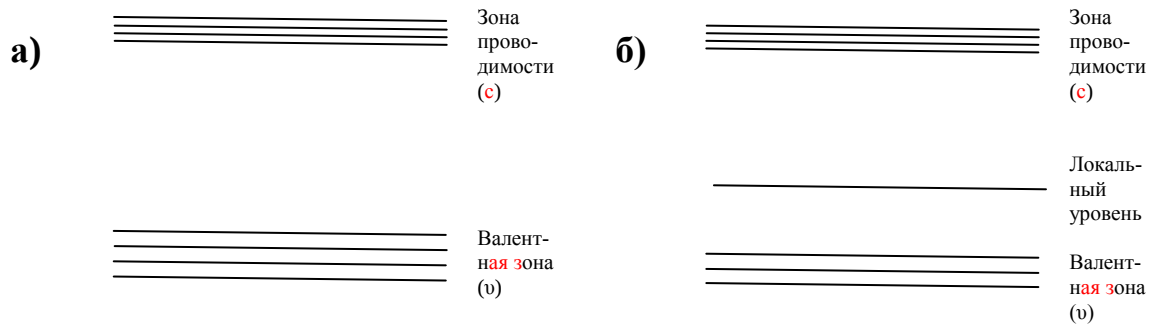
б) решения уравнения Шрёдингера отличны от нуля только в области, близкой к соответствующему дефекту. При этом распределение электронов локализовано вблизи дефекта в очень малой области пространства. Такого рода распределение соответствует стоячим волнам. Электроны не могут покинуть область своей локализации и движутся в очень малой ограниченной области пространства. В такой ситуации говорят о *локальных состояниях*.

В результате теоретических расчётов показано, что уровни энергии, соответствующие локальным состояниям, лежат в запрещенной зоне идеального кристалла. Эти уровни называют локальными. Каждому типу дефектов кристалла соответствует свой локальный уровень. Общее же число состояний при этом не изменяется – сумма числа зонных и локальных состояний равна числу состояний идеального кристалла. Поэтому говорят, что локальные состояния как бы отщепляются от какой либо зоны. Например, в ситуации, иллюстрированной на рисунке 24.1, локальный уровень образовался в результате отщепления от валентной зоны.

В зависимости от того, от какой зоны отщепляются локальные уровни, они могут быть занятыми электронами или свободными. Вне зависимости от того, какой вариант реализован, локальные уровни могут обусловить возникновение электрической проводимости.

Если энергетические уровни отщепились от валентной зоны вместе с соответствующими электронами (рисунок 24.2 а), то энергетические расстояния между дном зоны проводимости и локальными уровнями значительно меньше ширины запрещенной зоны естественного

полупроводника. Такие локальные уровни называют *донорными* уровнями. Следовательно, электронам легче перейти с локального уровня в зону проводимости. Если такой переход происходит, в зоне проводимости появляются электроны и соответствующий кристалл ведет себя подобно полупроводнику – его электропроводимость увеличивается при увеличении температуры. Примером полупроводника с донорной проводимостью является кремний, легированный мышьяком; донорный уровень в нём смещён вниз от дна зоны проводимости на $\Delta E_d = 0,013$ эВ.



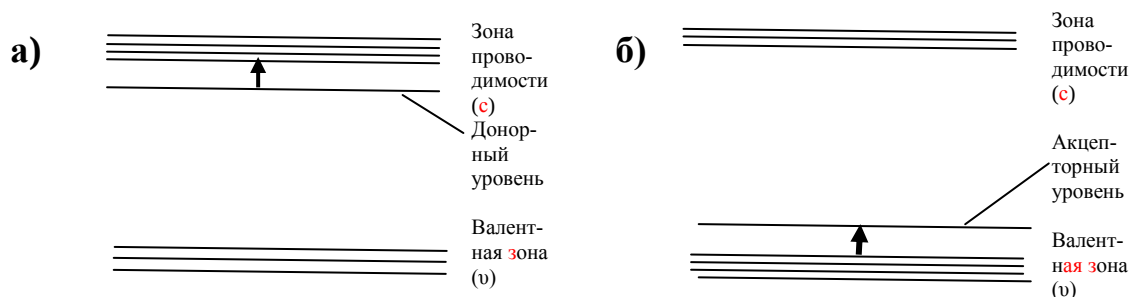
а) уровни идеального полупроводника; б) уровни при наличии дефектов

Рисунок 24.1 – Образование локального состояния в результате отщепления уровня от валентной зоны

Если локальные уровни образовались в результате отщепления от пустой зоны проводимости, то они свободны (рисунок 24.2 б). Однако расстояние между локальным уровнем и верхним уровнем валентной зоны значительно меньше ширины запрещённой зоны естественного полупроводника. Такие локальные уровни называют *акцепторными*. В такой ситуации возможны переходы электронов из валентной зоны на локальные уровни. Если это происходит, то в валентной зоне возникают дырки. Они обуславливают проводимость кристалла вследствие перераспределения импульсов электронов (и дырок) в валентной зоне. Соответствующий кристалл обладает дырочной проводимостью. Примером акцепторного полупроводника является кремний, легированный бором; в нём акцепторный уровень расположен на $\Delta E_a = 0,08$ эВ выше потолка зоны валентности.

Электронные полупроводники, в которых электрический ток обусловлен преимущественно электронами зоны проводимости, называют полупроводниками *n-типа* (по первой букве слова *negative* – отрицательный). Электронные полупроводники, в которых электрический ток возникает преимущественно как бы в результате движения в валентной зоне дырок, ведущих себя как положительно заряженные частицы, называют полупроводниками *p-типа* (по первой букве слова *positive* – положительный). Заметим, что и в валентной зоне в действительности

движутся электроны, но результат этого движения удобнее представить в виде движения дырок.



а – расположение донорного уровня;
 б – расположение акцепторного уровня
Рисунок 24.2 – Энергетические уровни полупроводника *n*-типа и полупроводника *p*-типа

Наиболее важными естественными полупроводниками являются кремний и германий, атомы которых относятся к четвёртой группе периодической системы элементов Д.И. Менделеева. Во внешнем, неполностью заполненном слое этих атомов находятся четыре электрона – по два в *s*- и *p*- состояниях. В твердом состоянии вещества эти четыре электрона связаны посредством ковалентных связей с четырьмя соседними атомами, вследствие чего валентная зона полностью заполнена. Следовательно, при $T = 0\text{ K}$ кремний и германий являются диэлектриками. Однако ширина запрещённой зоны у этих веществ невелика: 1,1 эВ у кремния; 0,75 эВ – у германия. По этой причине уже при сравнительно низких температурах значительное число электронов из валентной зоны переходит в зону проводимости – и кремний и германий становятся естественными полупроводниками.

Электронные свойства естественного полупроводника принципиально изменяются после введения в него примеси из атомов другого элемента, то есть в результате *легирования*.

При введении примеси атомов элементов, расположенных в пятой группе периодической системы Д.И. Менделеева, в кристалл кремния или германия с его атомами образуется четыре ковалентные связи; энергия связи пятого электрона в атоме примеси мала, а область его локализации велика по сравнению с той, которая характерна для изолированного атома. При этом динамическое поведение электрона описывают с использованием эффективной массы m^* .

Так как энергия ионизации мала, то уже при комнатной температуре пятивалентные атомы примеси практически все оказываются ионизированными. В зоне проводимости доминируют электроны, покинувшие атомы примеси. Поэтому примесная электронная проводимость доминирует над естественной, а дырочная проводимость пренебрежимо мала. Пятивалентные атомы примеси в четырёхвалентном веществе являются

донорными. Эти уровни узкие и расположены в запрещённой зоне близко к нижнему краю зоны проводимости, так как энергия ионизации атома примеси порядка 10^{-2} эВ. Наиболее важными примесями атомов пятой группы к полупроводникам четвёртой группы периодической системы элементов Д.И. Менделеева являются фосфор, мышьяк, сурьма и висмут.

При легировании естественного полупроводника четвёртой группы атомами из третьей группы элементов для осуществления ковалентной связи с соседними атомами полупроводника им недостаёт по одному электрону. Недостающие электроны заимствуются у соседних атомов, при этом затраты энергии невелики – порядка 10^{-2} эВ. Следствием этого является образование дырки в валентной зоне и дырочная проводимость полупроводника. Уже при комнатной температуре на каждый атом примеси приходится по одной дырке. Естественная электронная и дырочная проводимости при этом малы, и доминирует примесная дырочная проводимость. Примеси атомов третьей группы в естественном полупроводнике четвёртой группы элементов называют *акцепторными*. Для полупроводников четвёртой группы элементов наиболее эффективными акцепторными примесями являются галлий, индий, таллий.

Проводимость полупроводника обусловлена движением электронов в валентной зоне и зоне проводимости. Скорость электронов $v = \hbar^{-1} dE/dk$ при удалении от дна валентной зоны сначала увеличивается, а затем начинает убывать, но энергия при этом продолжает увеличиваться. При приближении к верхней границе валентной зоны преобладает потенциальная энергия, а кинетическая энергия и скорость движения электронов уменьшаются. Это важное обстоятельство, так как именно от скорости движения электрона зависит сила электрического тока. В зоне проводимости, особенно вблизи её дна, электронный спектр близок к спектру свободных электронов.

Электрический ток в полупроводниках обусловлен движением и электронов, и дырок. Плотность тока можно представить в виде алгебраической суммы плотностей электронного и дырочного тока:

$$j = e(n_p v_p - n_e v_e) \varepsilon,$$

где n_p и n_e – соответственно концентрация дырок и электронов, v_p и v_e – средние скорости их дрейфа под влиянием электрического поля единичной напряжённости (иначе называемые подвижностями), ε – напряжённость электрического поля.

На подвижность носителей заряда в полупроводниках влияют те же факторы, что и на подвижность носителей заряда в металлах. Однако из-за *рассеяния на колебаниях кристаллической решётки* в полупроводниках подвижность носителей убывает с ростом температуры пропорционально $T^{3/2}$, а их подвижность из-за *рассеяния на атомах примесей* увеличивается пропорционально $T^{3/2}$. Поэтому температурная зависимость полной электрической проводимости полупроводника при некоторой температуре имеет минимум.

Электрическая проводимость пропорциональна произведению подвижности на концентрацию носителей. Концентрация носителей в полупроводнике растёт с повышением температуры, достигая некоторого постоянного значения при определённой температуре. Например, у кремния и германия стабилизация концентрации происходит при температуре, значительно более низкой, чем комнатная температура. При комнатной температуре концентрация естественных носителей в кремнии и германии соответственно равна $3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и 10^{19} м^{-3} . Отсюда следует, что у кремния примесная проводимость доминирует над естественной уже при концентрации примесных атомов равной $3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Электроны в зоне проводимости находятся в возбуждённых состояниях, и время их жизни в этих состояниях конечно. При встрече электронов с дырками происходит их рекомбинация. Основным механизмом рекомбинации связан с захватом электронов (или дырок) примесными атомами. Захваченный электрон (или дырка) удерживается у примесного атома до тех пор, пока не аннигилирует с движущейся мимо дыркой (электроном). Вероятность рекомбинации электронов и дырок (как при их непосредственной встрече, так и посредством захвата примесными атомами) невелика, поэтому продолжительность жизни носителей в полупроводниках достаточно велика. Например, в германии и кремнии время жизни носителей до их рекомбинации оценивается величиной порядка 10^{-4} с .

Полупроводники являются материалами, чувствительными к изменению температуры, освещённости и других внешних параметров.

Сильная зависимость электрической проводимости полупроводников от температуры используется при создании чувствительных термометров и устройств, предназначенных для контроля силы тока в цепи. Такие приборы – термисторы (терморезисторы) имеют малые размеры и используются, например, в биологии. Термисторы на основе германия чувствительны при низких температурах и используются вплоть до температуры жидкого гелия. Переход электронов из валентной зоны в зону проводимости может происходить под действием света, чем обусловлено увеличение проводимости полупроводника. Это явление называют фотопроводимостью и используют для создания фоторезисторов, предназначенных для регистрации излучения. Обратные переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону могут сопровождаться излучением квантов света и могут быть использованы для получения лазерной генерации (в твердотельных лазерах). Для измерения с большой точностью индукции магнитных полей используются датчики Холла, основанные на эффекте Холла, состоящем в возникновении поперечного электрического поля в металле или полупроводнике, по которым протекает электрический ток, при помещении их в магнитное поле, индукция которого перпендикулярна направлению тока.

Различие концентрации носителей заряда в различных материалах обуславливает ряд явлений, которые имеют место в области их контакта и

находят практическое применение. В частности, $p - n$ -переход представляет полупроводниковый диод и используется для выпрямления переменного тока, так как обладает односторонней электрической проводимостью. Устройства, содержащие два $p - n$ -перехода, – биполярные транзисторы pnp -типа или npn -типа применяются в качестве усилителей тока (включение по схеме с общим эмиттером), напряжения и мощности (включение по схеме с общей базой). Включение транзистора в цепь по схеме с общим коллектором сопровождается снижением выходного сопротивления и значительным усилением по току; входное сопротивление при этом оказывается высоким.

Посредством легирования на одном монокристалле можно создать целую электронную схему. Такие схемы называют *интегральными*. Главными преимуществами интегральных схем являются их малые размеры, обусловленная этим высокая скорость протекания процессов, малая потребляемая мощность, надёжность в эксплуатации. Для проектирования интегральных схем широко используются электронные вычислительные машины. Результаты соответствующих расчётных и конструкторских работ используются для создания шаблонов, с применением которых в определённой последовательности производятся технологические операции – травление, напыление, диффузия, итогом которых является интегральная схема как функциональный блок.

Рассмотрим теперь некоторые *свойства кристаллических твёрдых тел*.

Одним из важных свойств твёрдого тела является его **теплопроводность**. В твёрдом теле существует два основных механизма переноса тепловой энергии: перенос энергии свободными электронами и перенос энергии тепловыми колебаниями атомов. Для диэлектриков, в которых отсутствуют свободные электроны, характерен перенос энергии тепловыми колебаниями атомов решетки (фононами). Теплопроводность этого типа является решеточной. В металлах действуют оба механизма одновременно, поэтому коэффициент теплопроводности равен сумме *решеточной* $K_{\text{реш}}$ и *электронной* $K_{\text{э}}$, составляющих: $K = K_{\text{э}} + K_{\text{реш}}$, и при обычных температурах, как правило, $K_{\text{э}} \geq K_{\text{реш}}$. В процессе теплопроводности каждый электрон при наличии градиента температуры переносит энергию kT , вследствие чего отношение электронной составляющей коэффициента теплопроводности $K_{\text{э}}$ к электрической проводимости σ металла в широком интервале температур пропорционально температуре (*закон Видемана – Франца*):

$$\frac{K_{\text{э}}}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T,$$

где k — постоянная Больцмана, e — модуль заряда электрона. Величина $\Lambda = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2$ — универсальная постоянная, называемая *числом Лоренца* и равная $\Lambda = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{К}^{-2}$. Это значение удовлетворительно

соответствует экспериментальным данным при комнатной температуре. В связи с тем, что у большинства металлов $K_{\text{реш}} \leq K_3$, в законе Видемана — Франца можно с приемлемой точностью заменить K_3 величиной K .

В квантовой теории металлов **электрическую проводимость** металла определяют по формуле

$$\sigma = \frac{n_0 e^2 \langle \lambda \rangle}{p_F},$$

где p_F — импульс электрона, находящегося на уровне Ферми ε_F ; p_F не зависит от температуры; $\langle \lambda \rangle$ — средняя длина свободного пробега электронов, находящихся на уровне Ферми.

Закон Видемана — Франца является следствием того, что теплопроводность металлов (как и их электропроводность) осуществляется свободными электронами.

Обнаруженные экспериментально отступления от закона Видемана — Франца обусловлены наличием неупругих столкновений электронов.

Средняя длина свободного пробега $\langle \lambda \rangle$ фононов является кинетической характеристикой, аналогичной средней длине свободного пробега молекулы. Коэффициент решеточной теплопроводности кристаллов определяют по формуле

$$K_{\text{реш}} = \frac{1}{3} c v \langle \lambda \rangle,$$

где c — теплоёмкость единицы объема вещества. Например, для решётки хлористого натрия при температуре 0 °С и значениях $c = 1,9 \cdot 10^{-6}$ Дж/(К·м³) и $K_{\text{реш}} = 7,1 \cdot 10^{-3}$ Дж/(м·К·с), средняя длина свободного пробега фононов $\langle \lambda \rangle = 23 \cdot 10^{-10}$ м, что в 4 раза превышает расстояние $d = 5,63 \cdot 10^{-10}$ м между соседними ионами в кубической гранецентрированной решётке хлористого натрия. Величина $\langle \lambda \rangle$ определяется геометрическим рассеянием фононов (рассеяние на границах кристалла, дефектах решётки и аморфных структурах) и рассеянием фононов на ангармонических колебаниях узлов решётки (рассеяние фононов на фононах). Гармонические колебания причиной рассеяния фононов не являются.

Рассеянием фононов на фононах при высоких температурах ($T > T_D$, где T_D — *температура Дебая*¹) обусловлена гиперболическая зависимость

¹ Температура Дебая — характеристическая температура твердого тела, определяемая соотношением $kT_D = \hbar \omega_D$, где $\omega_D = \bar{v} (6\pi^2 n)^{1/3}$ — предельная циклическая частота упругих колебаний кристаллической решётки, k — постоянная Больцмана, n — число атомов в единице объёма, $\bar{v}$ — усреднённая скорость звука в твёрдом теле. Температура Дебая отделяет низкотемпературную область, в которой проявляются квантовые эффекты и необходимо пользоваться квантовой статистикой, от высокотемпературной области, где применима классическая статистическая механика.

средней длины свободного пробега фононов от температуры: $\langle \lambda \rangle \sim \frac{1}{T}$. При $T \ll T_D$ средняя длина свободного пробега зависит от температуры в соответствии с иным законом: $\langle \lambda \rangle \sim \exp\left(-\frac{T_D}{2T}\right)$. Геометрическое рассеяние существенно при больших значениях $\langle \lambda \rangle$, сравнимых с линейными размерами d образца. В таких условиях, реализующихся при низких температурах, происходит резкое уменьшение теплопроводности чистых кристаллов, и выполняется соотношение $K_{реш} \approx \frac{1}{3} c v d$. При не очень низких температурах $K_{реш} \sim 1/T$ в соответствии с зависимостью $\langle \lambda \rangle \sim \frac{1}{T}$. При низких температурах $K_{реш} \sim T^3$, так как $c \sim T^3$ (закон Дебая). В качестве примера на рисунке 24.3 приведена зависимость коэффициента теплопроводности меди от температуры в диапазоне $0 \leq T \leq 100$ K.

Явление переноса теплоты в полупроводниках сложнее, чем в диэлектриках и металлах, во-первых, потому, что для них существенны обе составляющие теплопроводности (K_3 и $K_{реш}$), и, во-вторых, в связи со значительным влиянием на коэффициент теплопроводности примесей, процессов биполярной диффузии, переноса экситонов и других факторов.

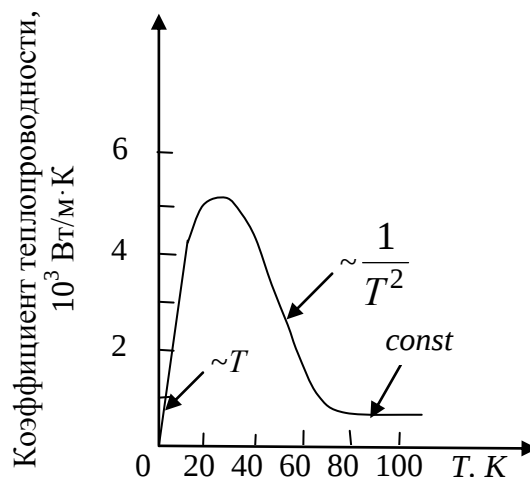


Рисунок 24. 3 – Зависимость коэффициента теплопроводности меди от температуры

Связанные колебания частиц в кристалле, содержащем N атомов, в первом приближении можно рассматривать как систему $3N$ независимых линейных осцилляторов (соответствующих $3N$ степеням свободы) с частотами от 0 до $\nu_{\max}$, при этом

$$\nu_{\max} = \left(\frac{9}{4\pi} \cdot \frac{N}{V} \cdot \frac{\nu_l^3 \nu_t^3}{2\nu_l^3 + \nu_t^3} \right)^{1/3},$$

где ν_l и ν_t – соответственно скорости продольных и поперечных упругих волн в кристалле объема V .

В теории **теплоёмкости** твердых тел, основанной на представлении об упругих волнах в кристалле, показано, что при температуре, значительно превышающей температуру Дебая ($T \gg T_D$), атомная теплоёмкость всех химически простых кристаллических твёрдых тел одинакова и равна утроенной универсальной газовой постоянной. Этот вывод соответствует экспериментально установленному *закону Дюлонга и Пти*, которые определили, что атомная теплоёмкость твёрдых тел с указанными свойствами приблизительно равна $C_a = 3R = 25 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$.

В области низких температур $T \ll T_D = \frac{h\nu_{\max}}{k}$ число фононов в кристалле $N_\phi \sim T^3$ и атомная теплоёмкость прямо пропорциональна кубу температуры тела (*закон Дебая*):

$$C_a = \frac{12\pi^4 N_A k}{5T_c^3} \cdot T^3 = \frac{12\pi^4 R}{5} \cdot \left(\frac{T}{T_D} \right)^3,$$

где N_A – постоянная Авогадро.

Температурой Дебая определяется наиболее удобный в динамической теории решётки масштаб температуры: величина kT_D представляет собой максимальный квант энергии, способный возбудить колебания решётки. При $T > T_D$ возбуждены все возможные колебания (моды), при уменьшении температуры в диапазоне $0 < T < T_D$ моды поочерёдно «вымерзают».

В низкотемпературной области температура Дебая зависит от упругих постоянных кристалла. Числовые значения температуры Дебая у разных материалов сильно отличаются: для ртути она заключена в интервале от 60 до 90 K, у натрия – равна 160 K, у железа – 467 K, у бериллия – 1160 K; у серого олова и кремния (полупроводники) – соответственно 212 и 658 K; у хлорида натрия и алмаза (диэлектрики) – 320 и 1850 K соответственно.

Рассмотрим теперь **магнитные свойства** твердых тел.

Если при помещении веществ во внешнее магнитное поле они становятся источниками собственного магнитного поля (намагничиваются), то их называют магнетиками. В зависимости от направления вектора напряжённости собственного магнитного поля вещества относительно направления вектора напряжённости внешнего магнитного поля и величины магнитной проницаемости магнетики разделяют в три основные группы: *диамагнетики*, *парамагнетики* и *ферромагнетики*.

Для характеристики магнитного состояния вещества пользуются понятием о *векторе намагниченности* $\vec{I}$, который определяется как магнитный момент единицы объёма магнетика:

$$\vec{I} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{\Delta n} \vec{\mu}_i,$$

где $\vec{\mu}_i$ – магнитный момент i -го атома (молекулы), находящегося в физически малом объёме ΔV среды, а $\Delta n = n_0 \Delta V$ – общее их число в объёме ΔV , n_0 – концентрация частиц.

В достаточно слабых магнитных полях намагниченность диа- и парамагнетиков прямо пропорциональна напряжённости $\vec{H}$ магнитного поля:

$$\vec{I} = \chi \mu_0 \vec{H},$$

где χ – магнитная восприимчивость среды (магнетика).

Диамагнетики – вещества, которые намагничиваются во внешнем магнитном поле в направлении, противоположном направлению вектора $\vec{H}$ напряжённости магнитного поля. Магнитная восприимчивость диамагнетика $\chi < 0$, при этом $|\chi| \ll 1$.

Диамагнетики подразделяют на «классические», «аномальные» и сверхпроводники.

К первой подгруппе относят инертные газы, некоторые металлы (цинк, золото, ртуть и др.), элементы типа кремния и фосфора, многие органические соединения. Для этих веществ значение магнитной восприимчивости $\chi < 0$, при этом $|\chi| \sim (0,1 \div 10) \cdot 10^{-6}$ и не зависит от температуры.

Ко второй подгруппе относят галлий, висмут, сурьму, графит и другие вещества, у которых $\chi < 0$, зависит от температуры и $|\chi| \sim (1 \div 100) \cdot 10^{-6}$.

Диамагнетизм свойственен всем веществам, но проявляется тогда, когда атомы, ионы или молекулы не имеют результирующего магнитного момента $\vec{\mu}$ (S или Σ - состояния).

Магнитная восприимчивость диамагнетика

$$\chi = \frac{n_0 e^2 \mu_0}{6m} Z \bar{r}^2,$$

где n_0 – концентрация частиц.

При учёте квантовых свойств электронной оболочки атомов эта формула применима в условиях, когда атомы и (или) молекулы находятся соответственно в S- и Σ - состояниях и поле ядра атома или иона сферически симметрично.

Диамагнетизм вырожденного газа электронов проводимости в металлах и полупроводниках называют *диамагнетизмом Ландау*. Во внешнем магнитном поле траектории электронов искривляются так, что в проекции на плоскость, перпендикулярную вектору $\vec{H}$ напряжённости магнитного поля, электроны движутся по замкнутым орбитам. Соответствующие орбитальные моменты электронов направлены

противоположно вектору $\vec{H}$. Диамагнитная восприимчивость Ландау для электронного газа в металлах равна

$$\chi_e = -\frac{n_0 \mu_B^2 \mu_0}{2\varepsilon_F} = -\frac{4m\mu_B^2 \mu_0}{h^2} \left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3} n_0^{1/3},$$

где ε_F – энергия Ферми, n_0 – концентрация электронов проводимости, μ_B – магнетон Бора, h – постоянная Планка.

Парамагнетики – вещества, которые намагничиваются во внешнем поле в направлении вектора $\vec{H}$ напряженности магнитного поля. Магнитная восприимчивость парамагнетика положительна, но очень мала: $0 < \chi < 1$.

Парамагнетики делят на нормальные парамагнетики, парамагнитные металлы с магнитной восприимчивостью, зависящей от температуры, и антиферромагнетики.

Нормальными парамагнетиками являются газы (O_2 , NO и др.), платина, палладий, соли железа, кобальта и никеля и сами эти металлы при температуре большей температуры Кюри и др.

Магнитная восприимчивость парамагнетиков $\chi > 0$ зависит от температуры по закону Кюри ($\chi = C/T$) или по закону Кюри – Вейсса ($\chi = C'/(T - T_k)$), где C и C' – постоянные Кюри, T_k – температура Кюри, которая может быть положительной (для ферромагнетиков), отрицательной (для антиферромагнетиков) или равной нулю (у обычных парамагнетиков).

Типичные парамагнитные металлы, у которых магнитная проницаемость χ не зависит от температуры, – щелочные металлы: литий, натрий, калий, рубидий и цезий. Их магнитная восприимчивость $\chi \approx (10^{-7} \div 10^{-6})$.

Парамагнетики состоят из атомов (молекул, ионов), которые обладают постоянным магнитным моментом $\vec{\mu}$, не зависящим от внешнего магнитного поля. Значения магнитного момента атомов (молекул, ионов) порядка 10^{-23} Дж/Тл. В отсутствие внешнего магнитного поля дезориентирующее действие теплового движения обуславливает отсутствие упорядоченной ориентации векторов $\vec{\mu}$ и намагниченности вещества.

При внесении парамагнетика во внешнее однородное магнитное поле электронные орбиты и магнитные моменты атомов прецессируют вокруг направления напряжённости внешнего поля. В результате совместного действия магнитного поля и теплового движения атомов выделяется направление преимущественной ориентации магнитных моментов атомов – параллельно напряжённости внешнего магнитного поля.

В классической теории намагниченность парамагнетика в отсутствие взаимодействия между атомами (молекулами) выражается через концентрацию частиц n_0 и модуль постоянного магнитного момента атома μ в соответствии с выражением

$$I = n_0 \mu L(a),$$

где $L(a) = \coth a - \frac{1}{a}$ – классическая функция Ланжевена, параметр которой определяется по формуле $a = \frac{\mu_0 P_m H}{kT}$, H – модуль напряжённости магнитного поля, k – постоянная Больцмана, T – температура.

При комнатных температурах и в не очень сильных полях выполняется условие $\mu_0 \mu H \ll kT$; при этом $L(a) \approx \frac{2}{3}$ и

$$\vec{I} = \frac{\mu_0 n_0 \mu^2}{3kT} \vec{H}.$$

Парамагнитная восприимчивость

$$\chi = \frac{\mu_0 n_0 \mu^2}{3kT}.$$

В соответствии с законом Кюри, парамагнитная восприимчивость вещества обратно пропорциональна его термодинамической температуре.

При низких температурах или в сильных полях $\mu_0 \mu H \gg kT$, $L(a) \rightarrow 1$ и $I = n_0 \mu$ (имеет место *насыщение намагниченности*).

В классической теории допускается возможность любых ориентаций магнитных моментов атомов. В квантовой теории возможные ориентации магнитных моментов атомов и значения намагниченности составляют дискретные наборы.

В квантовой теории магнетизма намагниченность определяется по формуле

$$I = n_0 g \mu_B B_J(x),$$

где J – внутреннее квантовое число, μ_B – магнетон Бора, g – множитель Ланде, $x = g J \mu_0 \mu_B \frac{h}{kT}$, $B_J(x)$ – функция Бриллюэна:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth \frac{2J+1}{2J} x - \frac{1}{2J} \coth \frac{x}{2J}.$$

При $x \ll 1$ выражение для $B_J(x)$ упрощается: $B_J(x) = \frac{J+1}{3J} x$, – и намагниченность

$$I = n_0 g \mu_B \frac{J+1}{3} x.$$

Парамагнитная восприимчивость

$$\chi = \frac{\mu_0 n_0 (p \mu_B)^2}{3kT},$$

где $p = g \sqrt{J(J+1)}$ – эффективное число магнетонов Бора, приходящееся на атом.

В сильных полях и при весьма низких температурах $x \rightarrow \infty$, $B_J(x) \rightarrow 1$

и намагниченность достигает насыщения:

$$I = n_0 g J \mu_B.$$

Парамагнитные свойства металлов (*парамагнетизм Паули*) обусловлены спиновыми магнитными моментами электронов. При воздействии внешнего магнитного поля равноправность двух возможных ориентаций спина нарушается. Устойчивому термодинамическому равновесию электронного газа в металлах соответствует преимущественная ориентация спиновых моментов электронов вдоль вектора напряжённости магнитного поля, то есть намагниченность металлов парамагнитного типа.

Парамагнитная восприимчивость Паули электронного газа в металле практически не зависит от температуры и втрое превышает его диамагнитную восприимчивость:

$$\chi_{\Pi} = -\frac{3n_0\mu_B^2\mu_0}{2\varepsilon_F} = -\frac{12m\mu_B^2\mu_0}{h^2}\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3}n_0^{1/3},$$

где ε_F – энергия Ферми, n_0 – концентрация электронов проводимости, m – масса электрона, μ_B – магнетон Бора, h – постоянная Планка.

Антиферромагнетики (кристаллы элементов переходных групп периодической системы Д.И. Менделеева) при температуре большей температуры, соответствующей антиферромагнитной точке Кюри T_{ak} являются нормальными парамагнетиками.

Магнитное поле, которое создаётся молекулами (атомами, ионами) веществ, называют *собственным*, или *внутренним* магнитным полем. Оно обусловлено существованием у молекул (атомов, ионов) магнитных моментов и характеризуется вектором магнитной индукции $\vec{B}_{внутр}$.

Вектор индукции результирующего магнитного поля в магнетике равен геометрической сумме магнитных индукций внешнего (намагничивающего) и внутреннего полей:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{внутр},$$

где $\vec{B}_0$ – магнитная индукция поля в вакууме; $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$.

Магнитная индукция внутреннего магнитного поля для неферромагнитных веществ прямо пропорциональна вектору намагниченности:

$$\vec{B}_{внутр} = \mu_0 \vec{I}.$$

Векторы индукции $\vec{B}$, напряжённости $\vec{H}$ и намагниченности $\vec{I}$ связаны соотношением

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{I}.$$

Связь относительной магнитной проницаемости μ и магнитной восприимчивости χ такова:

$$\mu = 1 + \chi.$$

Для диамагнитных веществ $\chi < 0$ и $\mu < 1$. Для парамагнитных веществ $\chi > 0$ и $\mu > 1$. У веществ обоих типов μ не зависит от напряженности внешнего магнитного поля, в котором находятся вещества, и мало отличается от единицы ($B_{внутр} \ll B_0$).

Ферромагнетиками называют твёрдые (как правило, кристаллические) вещества, которые при не очень высокой температуре обладают спонтанной (самопроизвольной) намагниченностью, сильно изменяющейся под влиянием внешних воздействий – магнитного поля, деформации, изменения температуры. Ферромагнетики – сильномагнитные среды, собственное магнитное поле которых может в сотни и тысячи раз превосходить по индукции обусловившее его внешнее магнитное поле.

Большое значение намагниченности ферромагнетиков объясняется существованием в них «молекулярного» магнитного поля, обусловленного особым квантовомеханическим (обменным) взаимодействием нескомпенсированных спиновых магнитных моментов электронов атомов в кристаллических решётках ферромагнетиков. Устойчивым и энергетически выгодным состоянием системы электронов в кристалле является такое упорядоченное состояние, при котором спиновые моменты соседних атомов в решётке параллельны (*ферромагнетизм*) или антипараллельны (*антиферромагнетизм*).

Ферромагнетизм и антиферромагнетизм наблюдаются только у кристаллов переходных металлов – железа, кобальта, никеля (ферромагнетизм), галоидных солей элементов группы железа, хрома, марганца и др. (антиферромагнетизм), в решётке которых имеются атомы с недостроенными $3d$ - или $4f$ -оболочками, обладающими отличным от нуля значением результирующего спинового магнитного момента.

Ферромагнетизм (антиферромагнетизм) имеет место при условии положительного (отрицательного) значения обменного интеграла, характеризующего особое квантовое (обменное) взаимодействие магнитных спиновых моментов.

Ферромагнетизм (антиферромагнетизм) существует только при определённых параметрах кристаллической решётки. Расстояния между соседними атомами должны быть такими, чтобы обеспечивалась необходимая степень перекрытия волновых функций электронных оболочек, такая, чтобы взаимодействие между соседними атомами обусловило реализацию устойчивого ферромагнитного (антиферромагнитного) состояния системы электронов – с минимальной возможной энергией.

Условие ферромагнетизма выполняется только для кристаллов переходных металлов, для которых отношение диаметра атома к диаметру незаполненной $3d$ - (или $4f$ -) оболочки не меньше 1,5: $\frac{d}{a} \geq 1,5$. У элементов группы железа ферромагнетизм наблюдается только у α -железа, кобальта и никеля.

При $\frac{d}{a} < 1,5$ обменный интеграл отрицателен и упорядоченному расположению спинов соответствует их антипараллельная ориентация. В этой ситуации магнитную структуру кристалла можно рассматривать как сложную, состоящую из двух подрешёток, намагниченных противоположно друг другу. Если магнитные моменты подрешёток численно равны, то спонтанной намагниченности кристалла не возникает. Если же они неодинаковы (различно число атомов или их природа), то возникает нескомпенсированный антиферромагнетизм, или *ферримagnetизм*. Характеристикой его является разность модулей магнитных моментов подрешёток. Таким свойством обладают, например, ферриты.

Особые свойства ферро- и антиферромагнетиков проявляются только при температурах, меньших температур T_k и T_{ak} соответственно, называемых *точками Кюри* (температуру T_{ak} часто называют *точкой Нееля*).

При $T < T_k$ ферромагнитное тело состоит из *доменов* – малых областей самопроизвольной намагниченности до насыщения. В отсутствие внешнего поля направления векторов намагниченности у различных доменов не совпадают, и результирующая намагниченность всего тела может отсутствовать.

Экспериментальным доказательством существования областей спонтанной намагниченности являются:

- скачкообразный характер технической кривой намагничивания $I = f(H)$ в области слабых внешних полей – *эффект Баркгаузена*;
- неоднородности в распределении магнитных порошков на поверхности ферромагнитного кристалла – полосы или порошковые *фигуры Биттера – Акулова*.

Для ферромагнетиков характерно отставание изменения намагниченности $\vec{I}$ и магнитной индукции $\vec{B}$ от изменения напряжённости внешнего намагничивающего поля, обусловленное зависимостью $\vec{I}$ и $\vec{B}$ от их предыдущих значений, – *магнитный гистерезис*. Это явление – следствие необратимых изменений при намагничивании и перемагничивании. Работа, совершённая при перемагничивании за один цикл в единице объёма ферромагнитного образца (потери на гистерезис) определяется в соответствии с выражением

$$P_h = \int \vec{H} d\vec{B}.$$

Она равна количеству теплоты, выделенному в образце при его перемагничивании.

Зависимость магнитной восприимчивости χ ферромагнетика от модуля напряжённости H внешнего намагничивающего поля называют *кривой Столетова* (рисунок 24.4).

Температура Кюри для ферромагнетиков и температура Нееля для антиферромагнетиков являются точками *фазового перехода второго рода*.

При этой температуре теряются ферромагнитные (антиферромагнитные) свойства кристаллов и изменяются структура кристаллической решётки, теплоёмкость, электропроводность и другие физические характеристики вещества.

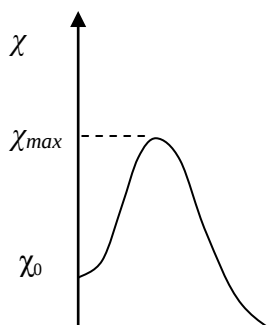


Рисунок 24.4 – Кривая Столетова

II

В 1911 году голландский физик Х. Камерлинг-Оннес впервые наблюдал скачкообразное исчезновение электрического сопротивления ртути при её охлаждении. Он пришёл к выводу, что ртуть при температуре $T = 4,15\text{ K}$ переходит в новое состояние, которое было названо сверхпроводящим. Падение электрического сопротивления до нуля происходит в очень узком интервале температур, ширина которого для чистых образцов составляет $(10^{-3} - 10^{-4})\text{ K}$ и возрастает при наличии примесей и других дефектов структуры.

Сверхпроводимостью называют явление исчезновения (обращения в нуль) удельного электрического сопротивления некоторых веществ при их охлаждении ниже некоторой температуры $T_{кр}$, характерной для каждого вещества. Вещества, обладающие таким свойством, называют *сверхпроводниками*, а температуру $T_{кр}$ – *критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние*.

Какой-то закономерной связи между условиями проявления сверхпроводимости и структурой кристаллической решетки химического элемента не установлено. Сверхпроводящее состояние реализовано для некоторых металлов (ртуть, ниобий, свинец, таллий, алюминий и др. – более 25 металлических элементов), многих сплавов и интерметаллических соединений, а также для некоторых полупроводников и полимеров. Наибольшее значение критической температуры $T_{кр}$ у чистых металлов не превосходит $9,2\text{ K}$ (ниобий), а у сплавов $23,2\text{ K}$ (Nb_3Ge). Наименьшая критическая температура зарегистрирована для вольфрама – $0,01\text{ K}$. Имеются органические сверхпроводники, критическая температура которых около 8 K . Высокую критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние имеют оксидные соединения, у которых $T_{кр}$ близка к 100 K . Ни один из щелочных или благородных металлов не является сверхпроводником.

В современной квантово-механической теории сверхпроводимость рассматривается как сверхтекучесть электронов, образующих в сверхпроводнике связанные пары, называемые *куперовскими парами*. Возникновение этой связи, вопреки кулоновскому отталкиванию, действующему между электронами, обусловлено влиянием положительно заряженных ионов, образующих кристаллическую решётку сверхпроводника. Этот вывод можно сделать на основе *изотопического эффекта*, суть которого заключена в том, что для разных изотопов одного и того же сверхпроводящего металла температуры $T_{кр}$ различны: критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние уменьшается при увеличении атомной массы изотопа, изменяясь приблизительно обратно пропорционально корню квадратному из её значения.

Указанное взаимное притяжение электронов куперовской пары трактуется как обмен фононами. Электроны куперовской пары имеют антипараллельные спины, поэтому результирующий спин куперовской пары равен нулю. Следовательно, куперовские пары – бозоны и при определённых условиях могут образовывать связанный коллектив (*бозе-конденсат*), который не может принимать энергию от кристаллической решётки сверхпроводника малыми порциями, меньшими энергии связи электронов пары. Это означает, что при соударениях электронов пары с узлами кристаллической решётки не происходит изменения энергии электронов, то есть вещество проявляет себя как сверхпроводник с нулевым удельным электрическим сопротивлением.

Так как расстояние между электронами в куперовской паре порядка 1 мкм, то в пределах такого расстояния движения электронов пары строго коррелированы и взаимно когерентны. Эта корреляция является корреляцией дальнего порядка и простирается на расстояние, называемое *длиной когерентности*. Так как фаза волновой функции, сопоставляемой куперовской паре, не испытывает случайных изменений, то зная значение фазы в одной точке, можно предсказать её значение в других точках. Явление регулярного изменения фазы волновой функции, сопоставляемой куперовской паре электронов, называется *фазовой когерентностью*. Оно имеет большое значение в реализации явления сверхпроводимости.

Весной 1986 г. Г. Беднорз и А. Мюллер сообщили о высокотемпературной сверхпроводимости, и уже осенью 1987 г. им была присуждена Нобелевская премия по физике за её открытие. В этом открытии важно как существенное повышение температуры перехода вещества в сверхпроводящее состояние, так и обнаружение новых сверхпроводниковых материалов, относящихся к керамикам.

В 1987 г. было установлено, что высокотемпературная сверхпроводимость свойственна медьсодержащим материалам (не допускается замещение меди другим элементом); она обусловлена спаренными носителями заряда (дырками), очень чувствительна к содержанию кислорода в материалах; результаты исследования

изотопического эффекта вынуждают сомневаться в фононном механизме спаривания.

Отсутствие сопротивления в сверхпроводящем состоянии с наибольшей убедительностью демонстрируется в опытах, в которых в сверхпроводящем кольце возбуждается практически не затухающий ток.

В одном из вариантов опыта используют два кольца из сверхпроводящего металла. Большее из колец неподвижно закрепляется, а меньшее концентрически подвешивается на упругой нити таким образом, чтобы в отсутствие закручивания нити плоскости колец образовывали между собой некоторый угол. Кольца, находящиеся в магнитном поле, охлаждаются ниже температуры $T_{кр}$, после чего поле выключается. При этом в кольцах возбуждаются токи, взаимодействие между которыми обуславливает уменьшение первоначального угла между плоскостями колец. Нить закручивается, и на том основании, что угол закручивания при крутильных колебаниях постоянен, делают вывод о том, что токи в кольцах являются незатухающими. В опытах такого рода установили, что удельное сопротивление металла в сверхпроводящем состоянии меньше $10^{-20} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (для сравнения – удельное сопротивление чистых образцов меди или серебра составляет около $10^{-9} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при температуре жидкого гелия).

Несколько позже открытия сверхпроводимости Х. Камерлинг-Оннес обнаружил, что электрическое сопротивление ртути восстанавливается при $T < T_{кр}$ в достаточно сильном магнитном поле.

Если сверхпроводник поместить во внешнее магнитное поле, то при достижении индукцией поля некоторого критического значения B_k сверхпроводник становится обычным проводником. Значение индукции B_k уменьшается при повышении температуры и становится равным нулю при критической температуре (рисунок 24.5).

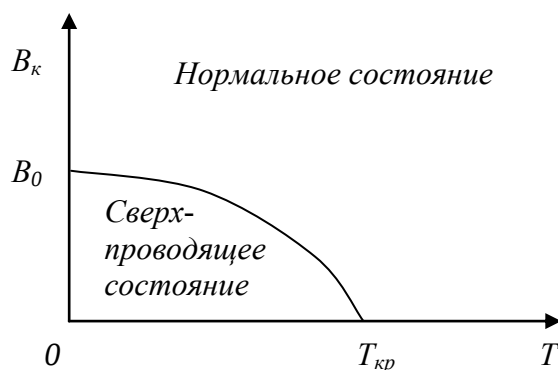


Рисунок 24.5 – Фазовая диаграмма сверхпроводника первого рода

С достаточной степенью точности зависимость $B_k(T)$ можно представить в виде параболической функции:

$$B_c = B_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^2 \right],$$

где B_0 – индукция критического поля при 0 K. Такая зависимость характерна для *сверхпроводников первого рода* (свинца, тантала, олова и др.), названных так потому, что их фазовый переход в сверхпроводящее состояние – переход первого рода – их свободная энергия и теплоёмкость при достижении критической температуры изменяются скачком. Значение B_0 для чистых металлов достаточно мало и увеличивается при увеличении $T_{кр}$. При $T_{кр}$ порядка 1 K значение B_0 – порядка сотых долей тесла; при больших значениях $T_{кр}$ значение B_0 может достигать десятых долей тесла.

Для сверхпроводников второго рода (ниобий, Nb_3Sn и др.) зависимость фазового состояния от температуры и индукции внешнего магнитного поля более сложная. На рисунке 24.6 изображена фазовая диаграмма для цилиндрического образца из сверхпроводника второго рода. При $T < T_{кр}$ и $B > B_{к2}$ вещество находится в нормальном состоянии. При $B = B_{к2}$ происходит фазовый переход из нормального состояния в смешанное, характеризующееся тем, что образец дробится на одновременно существующие небольшие области двух типов. В областях первого типа, обладающих обычной проводимостью, магнитное поле остаётся, а в областях второго типа магнитное поле исчезает, так как в них вещество переходит в сверхпроводящее состояние. Вследствие наличия областей второго типа образец становится сверхпроводящим. Магнитное поле вытесняется из всего образца только при уменьшении значения индукции магнитного поля до $B = B_{к1}$.

У сверхпроводников второго рода значения $B_{к2}$ во много раз превышают значения $B_{к1}$, характерные для сверхпроводников первого рода. Поэтому сверхпроводники второго рода используют для изготовления сверхпроводящих соленоидов, посредством которых получают сильные магнитные поля.

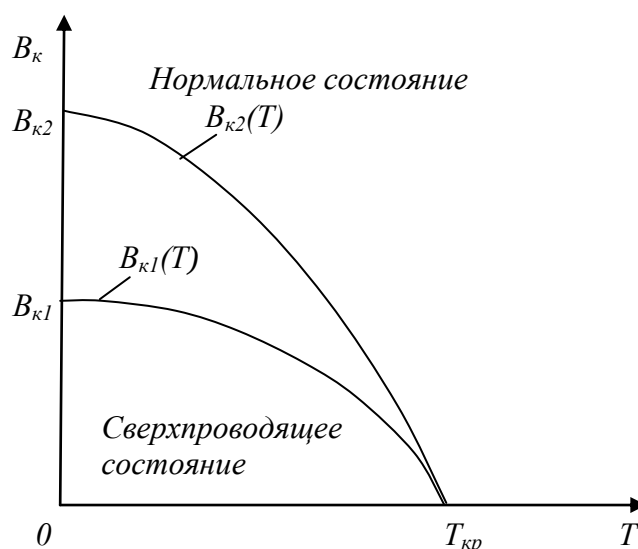


Рисунок 24.6 – Фазовая диаграмма сверхпроводника второго рода

Если индукция магнитного поля, обусловленного протекающим по сверхпроводнику электрическим током, достигает значения $B_{кр}$, сверхпроводимость исчезает. Плотность тока, при которой это происходит, называют *критической плотностью тока*.

В 1933 году немецкие физики В. Мейснер и Р. Оксенфельд установили, что слабое магнитное поле не проникает вглубь сверхпроводника независимо от того, было ли поле включено до или после перехода в сверхпроводящее состояние (рисунок 24.7). В отличие от этого, в идеальном проводнике (то есть проводнике с ничтожно малым сопротивлением) при уменьшении его удельного сопротивления индукция магнитного поля в объеме проводника не изменяется.

Эффект Мейснера объясняется экранирующим действием незатухающих токов, текущих в очень тонком поверхностном слое сверхпроводящего образца. Толщина этого слоя $\Delta \approx (10^{-8} \div 10^{-7})$ м характеризует также глубину проникновения в сверхпроводник внешнего магнитного поля.

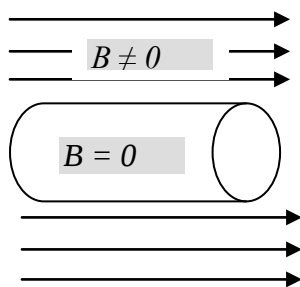


Рисунок 24.7 – Вытеснение магнитного поля из сверхпроводника

Вытеснение магнитного поля из сверхпроводящего образца означает, что при наличии внешнего магнитного поля такой образец проявляет себя как идеальный диамагнетик той же формы с магнитной проницаемостью $\mu = 0$ и магнитной восприимчивостью $\chi = -1$.

Полное вытеснение магнитного поля из вещества характерно для сверхпроводников первого рода. Сверхпроводники второго рода проявляют частичный эффект Мейснера.