

Проф. М. И. ФРЕНКЕЛЬ

541

513

№ 8а

ВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Вып. VIII



ОНТИ * НКТП * СССР * 1956

Листок возврата

41091
08.08.2013

УНИВЕРСИТЕТ ФИЗИКО-ХИМИИ И ЭНЕРГЕТИКИ
им. акад. Н. Д. ЗЕЛИНСКОГО

Проф. Я. И. ФРЕНКЕЛЬ

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Вып. VIII_a

Проверено 193

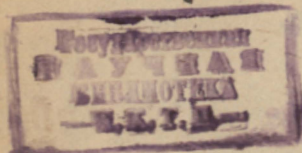
ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА

1936

ЛЕНИНГРАД

1938
ПРОВЕРЕНО



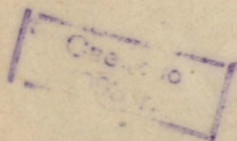
1663/14
36

С. СТО
1000

513

н 8а

1938
ПРОВЕРЕНО



Акт 168

Сдано в производство 23/VI 1937 г.
Подписано к печати 14/VII 1936 г.

Формат бумаги 62×94 1/16. 1,25 печ. л.
Уполномоч. Главлита № В-44266.
Тираж 2000. Наряд 2798.

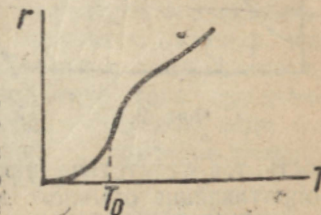
8-я типография „Мособлполиграф“, улица Фридриха Энгельса, дом № 46.

1. Влияние температуры на сверхпроводимость

Явление сверхпроводимости было открыто уже четверть века назад. Однако до настоящего времени оно стоит в физике особняком и не получило удовлетворительного объяснения. Более того, многие весьма важные и интересные стороны этого явления были экспериментально обнаружены лишь в самые последние годы. Можно только удивляться тому, что физики, как теоретики, так и экспериментаторы, так долго блуждали около тех фундаментальных закономерностей, которые удалось открыть только в самое последнее время.

Для того чтобы выяснить особенности явления сверхпроводимости, я вкратце рассмотрю те закономерности, которые характеризуют зависимость проводимости обыкновенных металлических проводников от температуры.

У металлических проводников с понижением температуры проводимость возрастает, другими словами, сопротивление убывает. При средних температурах сопротивление изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре. При более низких температурах оно спадает быстрее, примерно таким же образом, как и теплоемкость. При абсолютном нуле температуры сопротивление проводника при отсутствии посторонних примесей обращается в нуль. Кривая зависимости сопротивления r от абсолютной температуры T изображена на фиг. 1.



Фиг. 1.

Следует подчеркнуть, что исчезновение сопротивления чистого металла при абсолютном нуле температуры не представляет собой явления сверхпроводимости в собственном смысле этого слова.

Явление сверхпроводимости (наблюдаемое не у всех металлов, а лишь у довольно ограниченной группы металлических тел) заключается в том, что электрическое сопротивление исчезает внезапно при некоторой температуре T_0 , отличной от абсолютного нуля, как показано пунктирной прямой на фиг. 1.

Сплошная кривая представляет температурную зависимость сопротивления нормального металлического проводника при отсутствии примесей. Присутствие последних в небольшом количестве обуславливает появление добавочного сопротивления, не зависящего от температуры и прямо пропорционального количеству примесей.

Таким образом сопротивление подобных „засоренных“ проводников остается отличным от нуля и при абсолютном нуле температуры (фиг. 2).

Наличие примесей не оказывает, однако, существенного влияния на появление сверхпроводимости в тех случаях, когда она может иметь место: сопротивление подобных тел при понижении температуры исчезает так же внезапно, как и у чистых, не загрязненных примесями металлов (как показано пунктирной прямой на фиг. 2).

Сопротивление обыкновенных металлических проводников обусловлено теми отклонениями, которые испытываются свободными электронами при их движении в кристаллической решетке металлов. Эти отклонения зависят от неправильностей в расположении атомов, вызываемых их тепловым движением или же присутствием посторонних атомов. В идеально построенной кристаллической решетке металлического тела при отсутствии теплового движения электроны двигались бы без отклонения, чему соответствовала бы бесконечно большая проводимость, т. е. отсутствие электрического сопротивления. Остаточное сопротивление обычного металла при абсолютном нуле температуры объясняется наличием примесей, которые, искажая правильную структуру кристаллической решетки, вызывают добавочное рассеяние электронов при их движении в металле.

Внезапное исчезновение сопротивления, наблюдаемое у сверхпроводников при температуре, отличной от абсолютного нуля, и притом независимо от присутствия или отсутствия примесей, должно быть связано с каким-то радикальным изменением в состоянии свободных электронов — изменением, при котором они становятся не чувствительными к отклоняющему влиянию тепловых колебаний и статистических искажений структуры решетки.

Прежде чем заниматься попытками объяснения явления сверхпроводимости, мы разберем основные факты, характеризующие его. Прежде всего, каким образом констатируется тот факт, что рассматриваемое вещество перешло в сверхпроводящее состояние. Для этого существует два способа: электростатический и электромагнитный.

Прежде всего, каким образом констатируется тот факт, что рассматриваемое вещество перешло в сверхпроводящее состояние.

Прежде всего, каким образом констатируется тот факт, что рассматриваемое вещество перешло в сверхпроводящее состояние.

В первом случае изучаемое тело в форме проволоки включается последовательно в цепь электрического тока, причем измеряется разность потенциалов на его концах. При переходе в сверхпроводящее состояние эта разность потенциалов внезапно исчезает, в то время как электрический ток, регистрируемый обычным гальванометром, сохраняет конечное значение (и даже несколько возрастает).

Электромагнитный способ может применяться лишь в случае однородного тела. Если, например, взять оловянное или свинцовое кольцо и охладить его до температуры в несколько градусов абсолютной шкалы, то при введении его в магнитное поле в нем индуцируется электрический ток, силу которого можно регистрировать при помощи расположенного поблизости магнетометра.

Голландский физик Камерлинг Оннес, открывший явление сверхпроводимости, констатировал тот факт, что возникающий путем индукции в сверхпроводнике ток не затухает в нем, а циркулирует без ослабления неограниченное время.

Отмечу одно замечательное обстоятельство, которое было обнаружено тем же Камерлинг Оннесом и которое лишь в самое последнее время начало утрачивать свою загадочность.

Камерлинг Оннесу пришлось в голову разрезать сверхпроводящее свинцовое кольцо, в котором был индуцирован электрический ток, и посмотреть, что при этом получится. Казалось, что ток должен прекратиться; в действительности, однако, отклонение магнитной стрелки, регистрировавшей силу тока, при перерезке кольца несколько не изменилось — так, как если бы кольцо представляло собой не проводник с током, а магнит. К этому вопросу я вернусь в конце статьи.

Сверхпроводники, или, точнее, тела, становящиеся сверхпроводниками при температуре ниже определенного значения, могут быть разделены на две группы: элементы и соединения, или сплавы.

Что касается элементов, то сверхпроводниками становятся лишь такие металлические элементы, которые при обычных условиях являются сравнительно плохими проводниками. Такие хорошие проводники, как, например, золото, серебро, щелочные металлы, не становятся сверхпроводниками при самых низких температурах, которых удалось достигнуть в настоящее время (сотые доли одного градуса), тогда как плохие проводники, как, например, свинец, олово, ртуть, ниже определенной температуры, не превышающей 10° абсолютной шкалы (т. е. 263°), становятся сверхпроводниками.

Ниже приводится список различных сверхпроводящих металлов в порядке убывания температуры „скачка“, т. е. температуры, при которой они становятся сверхпроводящими.

Металл	Температура „скачка“	Металл	Температура „скачка“
Ниоб	— 9,2°	Торий	— 1,5°
Свинец	— 7,2°	Алюминий	— 1,4°
Тантал	— 4,4°	Галлий	— 1,05°
Ртуть	— 4,22°	Цинк	— 0,78°
Олово (белое)	— 3,71°	Магний	— 0,70°
Индий	— 3,37°	Циркон	— 0,70°
Таллий	— 2,37°	Кадмий	— 0,54°
Титан	— 1,75°	Гафний	— 0,35°

Заметим, что среди этих металлов нет ни одного элемента первой группы менделеевской системы, а также высших—шестой, седьмой и восьмой. Зато мы находим среди них ряд элементов второй группы, например, магний, цинк, кадмий, ртуть; третьей группы — алюминий, галлий, индий, таллий — и в особенности четвертой группы, в которой почти все элементы (титан, циркон, гафний, торий, олово, свинец), за исключением неметаллических — углерода и кремния, а также германия, становятся сверхпроводниками при низких температурах. Остальные три сверхпроводника — ванадий, ниоб и тантал — представляют собой металлические элементы пятой группы.

Наряду с сверхпроводящими элементами в последние годы был обнаружен целый ряд сверхпроводящих сплавов. При этом оказалось, что сверхпроводимость при низких температурах обладают не только сплавы двух разных сверхпроводников (что представляется вполне естественным), но также сплавы сверхпроводников с обычными несверхпроводящими металлами, даже с неметаллическими элементами (например, серой, углеродом, азотом) и, что особенно удивительно, сплавы двух несверхпроводящих элементов, из которых один является металлоидом. К последней категории относятся следующие сплавы, или, точнее, химические соединения:

Соединения	Au_2Bi	CuS	WC	W_2C
Температура „скачка“	— 1,84	— 1,6	— 1,3	— 2,05

Следует отметить, что по своим свойствам сплавы в некоторых отношениях существенно отличаются от чистых проводников, образованных отдельными элементами. Об этих отличиях я скажу несколько подробнее дальше.

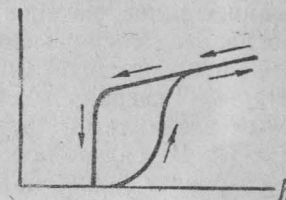
2. Влияние магнитного поля на сверхпроводимость

Явление сверхпроводимости открывает на первый взгляд перед физиками и инженерами необъятные перспективы в смысле

технического использования: так, например, по сверхпроводящим проводам можно было бы передавать электрическую энергию на сколь угодно большие расстояния без всяких потерь. Кроме того, можно было бы использовать сверхпроводимость для аккумуляции громадных количеств электромагнитной энергии, например, создавая необычайно сильный ток в катушке из сверхпроводящего материала и сохраняя затраченную энергию неограниченно долго в виде энергии магнитного поля внутри катушки. Казалось бы, что нет никаких границ для количества электромагнитной энергии, которую можно было бы таким образом аккумулировать, помимо механической прочности соответствующих материалов.

К сожалению, необходимо констатировать, что такого рода надежды являются несбыточными и притом не только потому, что для осуществления сверхпроводящего состояния необходимо применять чрезвычайно низкие температуры, близкие к абсолютному нулю. Дело в том, что магнитное поле, как внешнее, так и внутреннее, т. е. создаваемое токами в самом сверхпроводнике, разрушает сверхпроводимость, т. е. восстанавливает нормальное сопротивление металла, если только напряженность этого поля H превышает некоторое критическое значение H_T , зависящее от температуры.

Эта критическая напряженность магнитного поля тем выше, чем ниже температура сверхпроводника по отношению к нормальной температуре „скачка“, соответствующей отсутствию магнитного поля. Таким образом при постепенном увеличении силы тока в сверхпроводнике и связанного с этим током магнитного поля в конце концов наступает момент, когда последнее более или менее внезапно уничтожает сверхпроводимость. Зависимость сопротивления от напряженности магнитного поля изображена на фиг. 3.



Фиг. 3.

Эта зависимость характеризуется своеобразным гистерезисом. В то время как при усилении поля сопротивление возрастает постепенно, хотя и довольно быстро, при ослаблении поля оно сохраняет нормальную величину в области сравнительно слабых полей (как бы „запаздывая“ относительно поля) и затем исчезает внезапно.

Под критическим полем, восстанавливающим нормальное сопротивление металла при данной температуре, обычно подразумевается то значение магнитной напряженности H_T , при достижении которого (в сторону усиления) нормальное сопротивление металла восстанавливается наполовину.

Это критическое поле связано с температурой следующей эмпирической формулой:

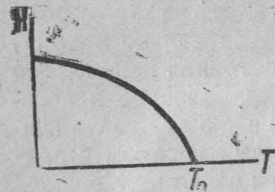
$$H_T = a(T_0^2 - T^2),$$

где T_0 представляет собой температуру „скачка“ при отсутствии магнитного поля. Зависимость, описываемая этой формулой, изображена графически на фиг. 4.

Максимальное поле, необходимое для восстановления сопротивления олова, свинца и других сверхпроводящих элементов при температуре, близкой к абсолютному нулю, составляет несколько сот гауссов. Как уже упоминалось выше, это поле может быть вызвано током в самом сверхпроводнике.

При цилиндрической формуле последнего максимальная напряженность магнитного поля на его периферии определяется по формуле

$$H = \frac{2I}{R},$$



Фиг. 4.

где I — сила тока и R — радиус проводника.

Предельная сила тока $I = I_{\max}$ в данном сверхпроводнике может быть вычислена по этой формуле, если подставить в нее указанное выше значение критического поля $H = H_T$. Это правило называется правилом Сильсби. Следует, впрочем, отметить, что правило Сильсби применимо только к „элементарным“ сверхпроводникам, (т. е. сверхпроводникам, образуемым элементами) при отсутствии или малом количестве примесей. В случае сверхпроводящих сплавов максимальный ток сохраняет примерно то же значение, что и в случае элементарных сверхпроводников, однако внешнее магнитное поле способно восстанавливать сопротивление подобных сверхпроводников, оказывается, гораздо больше, достигая, например, и в случае сплава свинца с висмутом 16 000 гауссов.

С этим расхождением между влиянием собственного и внешнего магнитного поля на сверхпроводящие сплавы связан целый ряд других аномалий, отличающих последние от сверхпроводящих металлических элементов (см. ниже).

3. Влияние сверхпроводимости на магнитное поле

Если, таким образом, магнитное поле влияет на сверхпроводимость, уничтожая последнюю при достаточно большой интенсивности, то и обратно, как показал два года назад немецкий физик Мейснер, — сверхпроводимость оказывает существенное влияние на магнитное поле, практически уничтожая последнее внутри сверхпроводника. Ныне, когда это явление открыто и

исследовано, можно только удивляться тому, каким образом оно не было замечено 25 лет назад Камерлинг Оннесом и другими физиками, работавшими после него. Мейснер показал, что если исследуемый проводник при нормальной температуре поместить в постоянное внешнее магнитное поле и затем охладить его ниже температуры „скачка“, то при переходе тела в сверхпроводящее состояние магнитные силовые линии внезапно вытесняются из него наружу. Другими словами, находясь во внешнем магнитном поле, сверхпроводник намагничивается, но не в направлении поля, как, например, железо, а в противоположном направлении, и притом таким образом, чтобы магнитное поле, обусловленное этим намагничиванием, в точности уничтожало внешнее поле внутри сверхпроводника.

Это явление можно охарактеризовать, приписав сверхпроводнику магнитную проницаемость μ , равную нулю, т. е. рассматривая его „как сверхдиамагнитное тело“, с отрицательной магнитной восприимчивостью K , равной $-\frac{1}{4\pi}$ ($\mu = 1 + 4\pi K$).

Указанное выше вытеснение магнитных силовых линий из объема сверхпроводника проявляется, как показал Мейснер, в увеличении напряженности результирующего магнитного поля во внешнем пространстве вблизи поверхности сверхпроводника. Так, например, в экваториальной области шара при переходе последнего в сверхпроводящее состояние напряженность магнитного поля увеличилась в полтора раза, в точном соответствии с теоретическими расчетами для диамагнитного тела с проницаемостью, равной нулю.

Исчезновение результирующего магнитного поля внутри сверхпроводника можно, впрочем, доказать и непосредственно, вводя в толщу сверхпроводника изолированную висмутовую проволочку. Сопротивление висмута, особенно при низких температурах, резко возрастает с увеличением магнитного поля; поэтому исчезновение магнитного поля в сверхпроводнике можно обнаружить по увеличению силы тока, проходящего через висмутовую проволочку (при заданной разности потенциалов на ее концах). И действительно, при температуре „скачка“ сопротивление висмутовой проволочки принимает обычное значение, соответствующее отсутствию поля.

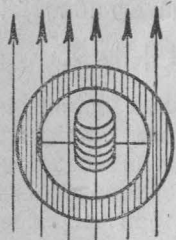
Мейснер (со своим сотрудником Оксенфельдом) проделал также следующий интересный опыт: вместо цельной проволоки из белого олова он взял оловянную трубку, поместив в ее полости маленькую катушку для измерения магнитного поля в этой полости путем поворота оси катушки от направления, параллельного оси трубки и перпендикулярного к магнитному полю, в направление, перпендикулярное к оси трубки и параллельное внешнему магнитному полю (фиг. 5).

Оказалось, что при охлаждении трубки ниже температуры „скачка“ магнитное поле в полости не исчезало полностью и, далее, что всего удивительнее, это остаточное поле сохранилось в полости трубок после полного выключения внешнего поля и исчезновения магнитных силовых линий в наружном пространстве.

Совершенно аналогичное явление „законсервирования“ магнитного поля в полости сверхпроводящего шара было несколько позже (1935 г.) установлено и исследовано в Англии Мендельсоном и Бэббитом.

Очевидно, магнитные силовые линии, пронизывающие полость сверхпроводника, должны замыкаться где-то внутри него, что, однако, несовместимо с представлением о полном вытеснении магнитного поля из сверхпроводника.

Для объяснения рассматриваемого явления необходимо допустить, что в сверхпроводнике сохраняются нормальные несверхпроводящие области, в которых и происходит замыкание магнитных силовых линий. Существование подобных областей естественно ожидать в сплавах, не обладающих абсолютно однородной структурой. Действительно, чем чище сверхпроводник, тем слабее то законсервированное магнитное поле, которое можно получить указанным выше образом в его полости.



Фиг. 5.

По представлению Мендельсона сверхпроводящий сплав подобен губке, в которой роль каналов играют несверхпроводящие области.

Если магнитное поле не может проникнуть внутрь сверхпроводника, то спрашивается, каким же образом увеличение внешнего магнитного поля может восстанавливать нормальное сопротивление тела. Для объяснения этого обстоятельства необходимо допустить, что на самом деле внешнее магнитное поле до некоторой степени проникает в поверхностный слой сверхпроводящего тела, где при достаточной интенсивности и вызывает разрушение сверхпроводимости и восстановление нормального сопротивления.

Как уже упоминалось выше, поле вокруг сверхпроводящего шара имеет наибольшую интенсивность около экватора. Поэтому при возрастании внешнего поля, именно здесь, в экваториальной области, и восстанавливается прежде всего нормальное сопротивление. При дальнейшем возрастании магнитного поля оно постепенно проникает в тело все глубже и глубже и притом в участках, все более и более удаленных от экватора, пока сверхпроводимость не исчезнет во всем объеме тела.

Наоборот, по мере ослабления этого поля сверхпроводимость должна обычно восстанавливаться прежде всего в центральных частях тела. При наличии, однако, в последних каких-либо не-

однородностей сверхпроводимость может появиться сначала в некоторой кольцевой области, охватывающей центр тела или совокупность нескольких областей этого типа.

Проходящие через отверстие подобного сверхпроводящего кольца магнитные силовые линии оказываются при этом как бы запертыми внутри кольца, вследствие чего при дальнейшем уменьшении внешнего магнитного поля в теле остается система канала, сохраняющая нормальное сопротивление. Этими соображениями объясняются в принципе те явления гистерезиса, которые были указаны выше (фиг. 3).

Описанный выше результат находится в полном противоречии с той формальной теорией сверхпроводимости, которая выражается самим термином „сверхпроводимость“, что означает бесконечно большое значение электропроводности. Так как сила тока в металле определяется, вообще говоря, произведением электропроводности на напряженность электрического поля и так как эта сила тока должна сохранить конечное значение, то при бесконечно большой величине электропроводности напряженность электрического поля должна была бы равняться нулю.

К этому принципу и сводилась формальная теория сверхпроводимости, в свое время разработанная Лоренцем.

Из максвелловских уравнений электромагнитного поля следует, что при равенстве нулю электрического поля магнитное поле должно сохранить неизменную величину и направление. На этом основании теория Лоренца утверждала, что магнитный поток, созданный в теле до перехода его в сверхпроводящее состояние, должен после этого перехода как бы „замерзнуть“ в нем и сохраниться даже после устранения внешнего магнитного поля. Этот замерзший магнитный поток, якобы пронизывающий толщу сверхпроводника, можно было объяснить системой электрических токов, индуцируемых на поверхности последнего при исчезновении внешнего магнитного поля.

В действительности, как мы знаем, в элементарном сверхпроводнике с однородной структурой магнитное поле при таких условиях исчезает. Наличие же слабого остаточного поля, наблюдаемое в сверхпроводящих сплавах, объясняется сохранением в них нормальных несверхпроводящих областей.

Прежняя характеристика сверхпроводника как тела, внутри которого исчезает электрическое поле, должна быть заменена новой характеристикой, сводящейся к исчезновению в нем магнитного поля, что, как указывалось выше, соответствует представлению о сверхдиамагнитном теле.

Что касается электрического поля внутри сверхпроводника, то оно должно исчезать в нем лишь в случае установившейся (стационарной) системы токов: процесс же ускорения электронов, связанный с возникновением или уничтожением подобных токов, может иметь место лишь при наличии электрического поля. Впрочем, так же как и в случае магнитного поля,

внешнее электрическое поле может фактически проникать лишь в поверхностный слой сверхпроводника, уничтожаясь внутри него электрическим полем той системой поверхностных зарядов и токов, которые им создаются.

4. Термодинамическая теория сверхпроводимости

Переход свинца, олова и им подобных металлов при понижении температуры из нормального проводящего состояния в сверхпроводящее или из сверхпроводящего в нормальное при ее повышении представляет собой совершенно очевидную аналогию с явлением перехода из одного агрегатного состояния в другое, в особенности с кристаллизацией или плавлением. В обоих случаях рассматриваемое тело выше определенной температуры находится в одном состоянии (металлически проводящем или соответственно жидком), а ниже этой температуры в резко отличном от него состоянии (сверхпроводящем или соответственно кристаллическом).

Эта аналогия усиливается еще следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, температура кристаллизации жидкого тела, как известно, зависит от внешнего давления, обычно повышаясь с увеличением последнего. Аналогичным образом температура перехода в сверхпроводящее состояние зависит, как мы видели выше, от внешнего магнитного поля, понижаясь при увеличении его напряженности. Таким образом в отношении сверхпроводимости напряженность магнитного поля играет роль, соответствующую роли давления при кристаллизации или плавлении. Далее, как известно, жидкости при осторожном их охлаждении могут быть переохлаждены, т. е. доведены до температуры более низкой, чем температура кристаллизации; некоторые из них при этом застывают в стеклообразные аморфные твердые тела, большинство же при известной степени переохлаждения бурно закристаллизовывается с большим выделением тепла, которое повышает температуру до нормальной температуры кристаллизации. Аналогичным этому переохлаждению жидкостей является запаздывание перехода из нормального состояния в сверхпроводящее, наблюдаемое в том случае, когда сверхпроводимость, первоначально уничтоженная достаточно сильным магнитным полем, снова восстанавливается при его уменьшении (фиг. 3).

Эти аналогии давно уже выдвинули вопрос о возможности построения термодинамической теории явлений сверхпроводимости, или, точнее, явления перехода из нормального состояния в сверхпроводящее и обратно по схеме, совершенно аналогичной термодинамической теории процессов кристаллизации и плавления. Для построения этой теории не хватало, однако, одного звена, а именно: в термодинамической теории кристаллизации и плавления наряду с давлением p как

фактором, влияющим на температуру перехода, фигурирует другая величина, а именно объем тела v , или, вернее, изменение этого объема при переходе из жидкого состояния в твердое.

Это изменение $v_2 - v_1$ определяет скрытую теплоту перехода по известной формуле Клаузиуса—Клапейрона

$$L = T(v_2 - v_1) \frac{dp}{dT},$$

где T обозначает температуру перехода; $\frac{dp}{dT}$ — производную давления по температуре.

Что же соответствует объему и его изменению в случае перехода из нормального состояния в сверхпроводящее?

Ответ на этот вопрос явствует из следующего простого соображения:

Давление и объем связаны друг с другом с термодинамической точки зрения тем обстоятельством, что произведение первого на изменение второго ($p dv$) представляет собой величину внешней работы, совершаемой телом при изменении его объема. Коррелятумом напряженности магнитного поля с термодинамической точки зрения должна поэтому являться также величина M , изменение которой, умноженное на величину магнитной напряженности H , дает работу, совершаемую магнитными силами. Этой величиной является, очевидно, намагничивание (т. е. магнитный момент) тела.

Если, таким образом, рассматриваемая аналогия между переходом из жидкого состояния в твердое и переходом из нормального металлического состояния в сверхпроводящее правильна, то последний переход должен сопровождаться изменением намагничивания M тела при постоянной напряженности внешнего магнитного поля, причем этим изменением

$$M_2 - M_1$$

в связи с зависимостью температуры перехода T от напряженности магнитного поля H должна определяться скрытая теплота перехода по следующей формуле, аналогичной формуле Клаузиуса:

$$L = T(M_2 - M_1) \frac{dH}{dT},$$

где индекс 1 относится к сверхпроводящему, а 2 — к нормальному состоянию.

Но именно в этом месте попытки построения термодинамической теории перехода в сверхпроводящее состояние наталкивались как будто на противоречие с фактами, а именно: во-

первых, на опыте не наблюдалось выделения или поглощения скрытой теплоты при рассматриваемом переходе и, во-вторых, не наблюдалось какого-либо изменения в магнитных свойствах тела и, в частности, в его намагничивании.

За последние годы положение радикально изменилось. Во-первых, открытие Мейснера показало, что при переходе в сверхпроводящее состояние происходит резкое изменение намагничивания тела, которое от величины, практически равной нулю в нормальном металлическом состоянии, переходит к очень большому отрицательному значению, равному

$$M = -\frac{1}{4\pi} H.$$

Во-вторых, еще несколько раньше появления работы Мейснера голландский физик Кеезом показал, что хотя при переходе в сверхпроводящее состояние в отсутствие магнитного поля не наблюдается выделения или поглощения тепла, но что при этом имеет место резкое изменение («скачок») теплоемкости тела и что, далее, при наличии магнитного поля переход в сверхпроводящее состояние фактически сопровождается небольшим выделением теплоты.

Эти результаты, как показали голландские физики Рутгерс, а затем Гортер и Казимир, находятся в полном согласии с наметенной выше термодинамической теорией. Если в предыдущей формуле для скрытой теплоты перехода положить $M_2 - M_1 = +\frac{1}{4\pi} M$, то она примет следующий вид:

$$L = T \frac{H}{4\pi} \frac{dH}{dT}.$$

Эта формула, выведенная Гортером несколько иным способом, показывает, что при $H=0$ теплота перехода также равна нулю, становясь, однако, отличной от нуля при $H > 0$.

Далее из этой формулы путем дифференцирования по температуре получается следующая формула для изменения теплоемкости $c_2 - c_1$ при переходе из нормального металлического состояния в сверхпроводящее:

$$c_2 - c_1 = T \frac{d^2}{dT^2} \left(\frac{H^2}{8\pi^2} \right).$$

Если в эту формулу, выведенную Гортером и Казимиром и прекрасно подтверждающуюся на опыте, подставить экспериментальное выражение для напряженности магнитного поля, срывающей сверхпроводимость как функции температуры,

$$H = a(T_0^2 - T^2),$$

то она примет следующий вид:

$$L = \alpha T^3 + \beta T,$$

где α и β — постоянные коэффициенты. Интерпретация этого выражения приводит к очень интересным заключениям. Теория Дебая показывает, что теплоемкость диэлектриков (т. е. непроводников электричества) при очень низких температурах изменяется прямо пропорционально кубу абсолютной температуры. В случае металлов к этой дебаевской теплоемкости присоединяется добавочная теплоемкость, соответствующая электронному газу, т. е. совокупности свободных электронов, обуславливающих нормальную проводимость металла. В последнее время Зоммерфельд показал, что эти электроны можно приближенно трактовать как газ с теплоемкостью, прямо пропорциональной абсолютной температуре.

Приведенная выше формула для «скачка» теплоемкости при переходе из нормального металлического состояния в сверхпроводящее представляет собой, таким образом, не что иное, как сумму дебаевского и зоммерфельдовского слагаемого. Ее, следовательно, можно было бы, вообще говоря, интерпретировать как выражение для разности теплоемкостей двух различных металлических тел при одной и той же температуре. При этом, однако, оказывается, что в члене, содержащем первую степень температуры, коэффициент β в точности равен тому значению, которое соответствует нормальному металлическому состоянию рассматриваемого тела и который определяется числом свободных электронов в нем. Отсюда следует, что в отношении своей теплоемкости тело в сверхпроводящем состоянии ведет себя как диэлектрик, т. е. так, как если бы в нем вовсе не было свободных электронов. Другими словами, переход в сверхпроводящее состояние оказывается связанным с своеобразным изменением агрегатного состояния электронов, обуславливающих электрическую проводимость тела, а именно из состояния, аналогичного газообразному или жидкому, выше температуры «скачка» эти электроны переходят в какое-то иное состояние, при котором они, с одной стороны, оказываются как бы связанными с атомами, так же как и в диэлектриках, а с другой стороны, оказываются способными перемещаться по объему тела без всякого отклонения (выражающегося в электрическом сопротивлении тела), не взирая на тепловое движение его атомов.

5. Атомная теория сверхпроводимости

Еще четыре года назад, т. е. до открытия Мейснера и до появления изложенной выше термодинамической теории, разными физиками (в особенности голландским теоретиком Кронигом и

мною) выдвигались представления, сформулированные в конце предыдущего параграфа.

Особенно наглядным образом эти представления выглядели в теории, первоначально предложенной Кронигом и сводившейся к тому, что переход в сверхпроводящее состояние заключается в кристаллизации электронного газа, т. е. в переходе электронов проводимости из газообразного состояния в состояние, которое можно описать как своего рода кристаллическую электронную решетку.

Следует заметить, что представление об электронной решетке в металлах по существу не ново; лет 15 назад оно подробно развивалось Линдеманом, Томсоном и другими физиками в связи с теорией сил сцепления в металлах. Это представление не позволяло, однако, объяснить явления прохождения электрического тока через металлы, и поэтому оно было вытеснено представлением об электронном газе. Вновь вводя его для описания свойств сверхпроводящего тела, Крониг, однако, был вскоре вынужден отказаться от него и заменить представление о трехмерной электрической решетке, способной скользить без сопротивления сквозь решетку металлических ионов, представлением об одномерных электронных цепочках, способных скользить по таким же цепочкам атомов, или, вернее, ионов.

К аналогичному представлению об одномерных электронных цепочках, скользящих по цепочке ионов, как по конвейеру, пришел и я, исходя из других соображений, нежели Крониг. Соображения эти сводятся к следующему:

Представим себе цепочку равно отстоящих атомов, с каждым из которых связан электрон, могущий смещаться по отношению его к центру на расстояние, пропорциональное действующей на него внешней электрической силе eE . В случае изолированного атома это смещение, характеризующееся так называемой поляризуемостью атома, очень мало и может быть определено формулой

$$ex = \alpha E,$$

где e — заряд электрона, а α — коэффициент поляризуемости. Если тот же самый атом находится в ряду себе подобных и если в направлении этого ряда действует внешнее электрическое поле с напряженностью E , то поле, действующее на смещаемый электрон в каждом атоме, уже не равняется этому внешнему полю, но выражается суммой его и того поля, которое зависит от смещения электронов в соседних атомах и которое в первом приближении выражается формулой $\frac{4ex}{a^3}$, где a — расстояние между соседними атомами.

Результирующее смещение электронов определяется, таким образом, следующим уравнением:

$$ex = \alpha \left(E + \frac{4ex}{a^3} \right),$$

решая которое, получаем

$$ex = \frac{\alpha E}{1 - \frac{4\alpha}{a^3}}.$$

Отсюда следует, что при приближении величины $\frac{4\alpha}{a^3}$ к единице результирующая смещаемость электронов стремится к бесконечности. У нормальных диэлектрических тел эта результирующая смещаемость электронов имеет ничтожное значение, которое характеризует диэлектрическую постоянную тела. Под действием внешнего электрического поля электроны, связанные с разными атомами тела, совместно смещаются на небольшие расстояния одинаковой величины и направления, действуя при этом подобно кратковременному электрическому току, быстро прекращающемуся, если электрическое поле остается постоянным по величине и направлению.

Если, однако, результирующая смещаемость электронов оказывается бесконечной, то тогда под действием внешнего электрического поля сколь угодно малой напряженности смещаемые электроны должны пускаться в длительное путешествие, при котором каждый из них отрывается от своего атома, переходит к соседнему и т. д. Двигаясь, таким образом, один за другим, связанные друг с другом интенсивным взаимодействием они становятся неуязвимыми по отношению к тем толчкам, которые обуславливаются некоторой неправильностью в расположении атомов, в частности, той, которая зависит от их тепловых колебаний. Толчек, который выбил бы электрон из его колеи, если бы он двигался в единственном числе, и заставил бы его отклониться, парализуется связью между электронами, движущимися цепью: электроны удерживают друг друга таким же образом, как альпинисты удерживают друг друга связывающей их веревкой.

Мы видим, таким образом, что в предельном случае сверхдиэлектрика, т. е. тела с бесконечной диэлектрической постоянной, в котором электроны, не будучи свободными в том смысле, как это имеет место в случае нормальных металлов, где они могут перемещаться более или менее независимо друг от друга, являются, однако, коллективно, или, вернее, цепочечно, подвижными. Поэтому в подобном сверхдиэлектрике перенос электрического тока может совершаться так же, как и в металле, но без сопротивления. Такие сверхдиэлектрики мы можем

поэтому рассматривать, как сверхпроводящие, в обычном смысле этого слова, тела.

С рассматриваемой точки зрения переход тела из нормального металлического состояния в сверхпроводящее является переходом из металлического состояния в состояние диэлектрическое, но не обычное с конечной диэлектрической постоянной, а такое, которое можно описать при помощи диэлектрической постоянной, равной бесконечности. Что же касается обычной проводимости, соответствующей дезорганизованному движению отдельных свободных электронов, то в сверхпроводнике она с этой точки зрения, строго говоря, равна нулю.

Сверхпроводник является, таким образом, сверхдиэлектриком. Но мы видели выше, что он вместе с тем, является и сверхдиамагнитным телом. Эта связь отнюдь не случайна.

Гигантский диамагнетизм сверхпроводника непосредственно вытекает из изложенного представления об электронных цепочках, скользящих по цепочкам ионов. Если допустить, что цепочки эти в большинстве своем являются замкнутыми, то в этом случае они должны реагировать на магнитное поле таким же образом, как реагировали бы отдельные электроны, обращаясь в изолированных атомах по орбитам гигантской величины.

Сверхпроводник представляет собой в основном систему множества таких вращающихся электронных цепочек, образующих своего рода вихревые микротокки. При помещении сверхпроводника в магнитное поле один из этих вихревых токов усиливается, другие ослабевают, чем и обуславливается наблюдаемое отрицательное намагничивание. Притом наряду с микротокками могут появляться и макротокки, циркулирующие по поверхности сверхпроводника. Появление их, однако, отнюдь не обязательно. Так, например, в знаменитом опыте К. Оннеса с сверхпроводящим кольцом из свинца, в котором индуктированный ток не менялся при его рассечении, мы имеем, несомненно, дело не с макротокками, а с микротокками, циркулирующими во всем объеме свинцового кольца (а не по его поверхности) и поэтому не чувствительными к рассечению последнего.

При прохождении электрического тока через цепь из обычных металлов с последовательно включенным сверхпроводником часть электронных цепочек в сверхпроводнике должна замыкаться так, чтобы электроны, подаваемые с одной стороны, как бы по конвейеру переходили к другому концу.

Изложенные представления имеют пока сугубо качественный характер. Количественное оформление их с учетом требований квантовой механики представляет очень большие трудности. Не подлежит, однако, сомнению, что полное решение проблемы сверхпроводимости лежит на указанном выше пути.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Влияние температуры на сверхпроводимость	3
2. Влияние магнитного поля на сверхпроводимость	6
3. Влияние сверхпроводимости на магнитное поле	8
4. Термодинамическая теория сверхпроводимости	12
5. Атомная теория сверхпроводимости	15