

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

37 312.62

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ\*)

*А. А. Абрикосов*

Сверхпроводимость — одно из самых необычных физических явлений — привлекает в настоящее время особое внимание. Создание мощных постоянных магнитов из сверхпроводящих сплавов, дающих поля до 100 тыс. эрстед, привело к значительному оживлению научных и технических исследований в этой области. В коротком докладе трудно охватить все многообразие свойств сверхпроводников и разнообразных работ в этой области. Поэтому я ограничусь только кратким описанием основных фактов и их объяснением, а затем скажу немного о работах, проведенных в последнее время, и о дальнейших перспективах.

Сверхпроводимость была открыта голландским физиком Камерлинг-Оннесом в 1911 г. Измеряя электрическое сопротивление металлов при гелиевых температурах (т. е. температурах ниже точки кипения гелия, равной  $4,2^{\circ}\text{K}$ ), он обнаружил, что при температуре около  $4^{\circ}\text{K}$  сопротивление ртути скачком обращается в нуль. Впоследствии было найдено много других сверхпроводящих металлов и сплавов с самыми разными температурами перехода или, как говорят, критическими температурами. Самую высокую критическую температуру,  $18^{\circ}\text{K}$ , имеет сплав  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ , а например, у сплава  $\text{Vt}_2\text{Pt}$  критическая температура всего  $0,155^{\circ}\text{K}$ .

В 1914 г. Камерлинг-Оннес обнаружил, что сверхпроводимость разрушается при помещении металлов в достаточно сильное магнитное поле (критическое поле). Величина его зависит от температуры. Наибольшую величину оно имеет при абсолютном нуле (несколько сотен или тысяч эрстед для чистых металлов). При повышении температуры оно убывает и обращается в нуль при  $T_{\text{кр}}$ . Причем, если переход происходит в присутствии магнитного поля, это обычный фазовый переход, называемый фазовым переходом первого рода, который сопровождается выделением или поглощением скрытой теплоты перехода. Если же переход происходит в отсутствие магнитного поля, т. е. при  $T_{\text{кр}}$ , это — фазовый переход второго рода, при котором скрытая теплота перехода отсутствует и наблюдается лишь скачок теплоемкости. Камерлинг-Оннес показал также, что сверхпроводимость разрушается при пропускании электрического тока больше определенной величины.

Еще одно важное свойство сверхпроводников обнаружили в 1933 г. Мейснер и Оксенфельд. Оказалось, что внешнее магнитное поле не проникает в толщу массивного сверхпроводника, и при переходе в сверхпроводящее состояние поле как бы выталкивается из сверхпроводника.

---

\*) Речь на годовичном собрании Академии наук СССР 2 февраля 1965 г.

Как было показано теоретически миссис де-Гааз еще в 1925 г. и экспериментально Шёнбергом в 1939 г., это связано с появлением в поверхностном слое сверхпроводника толщиной  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  см токов, которые экранируют толщу сверхпроводника от внешнего поля. Этот слой был назван глубиной проникновения.

Я не могу останавливаться на большом числе разнообразных и интересных исследований, проведенных после этого. Благодаря замечательным экспериментальным работам Л. В. Шубникова, А. И. Шальникова, Ю. В. Шарвина, Н. В. Заварицкого, М. С. Хайкина в СССР, К. Мендельсона, Э. Эпплгарда, А. Пишпарда за рубежом и теоретическим работам А. Рутгерса, К. Гортера, братьев Ф. и Г. Лондонов, Р. Пайерлса и советских физиков Л. Д. Ландау и В. Л. Гинзбурга были обнаружены и объяснены многие свойства сверхпроводников. Тем не менее до 50-х годов сама причина сверхпроводимости оставалась непонятной.

В чем была сложность этого явления и почему оно так долго оставалось необъясненным? Для ответа на этот вопрос надо вспомнить родственное явление — сверхтекучесть жидкого гелия. Как известно, жидкий гелий при понижении температуры ниже  $2,18^\circ\text{К}$  переходит в особую модификацию, названную сверхтекучим гелием или гелием II. Способность гелия II перемещаться по узким капиллярам без трения была открыта П. Л. Капицей в 1937 г. и объяснена Л. Д. Ландау в 1941 г. Очень грубо говоря, теория Ландау сводилась к следующему. Гелий II представляет собой квантовую жидкость, у которой энергия и импульс могут увеличиваться или уменьшаться только определенными порциями — квантами. Торможение текущей жидкости означает изменение ее энергии и импульса. Оказывается, что текущий гелий может поглотить такой квант только при скоростях течения больше некоторой критической. Поэтому до достижения этой скорости он течет как идеальная невязкая жидкость.

Попытка механически перенести эту теорию на электроны в металле и считать, что сверхпроводимость — это сверхтекучесть заряженной электронной жидкости, окончилось неудачей. Оказалось, что жидкость, состоящая из отдельных электронов, может поглощать кванты и, следовательно, тормозиться при любой скорости движения. Разница между жидким гелием и электронной жидкостью связана с тем, что собственный момент количества движения (спин) атомов гелия равен нулю, а у электронов он равен  $\hbar/2$  ( $\hbar$  — постоянная Планка). Однако известно, что если две частицы со спином  $\hbar/2$  образуют связанный комплекс, у такой сложной частицы собственный момент может быть либо нулем, либо целым кратным  $\hbar$ . Если бы электронная жидкость состояла из таких связанных пар, она могла бы быть сверхтекучей. Но ведь электроны — одноименно заряженные частицы. Они отталкиваются, и поэтому никаких причин для образования связанных комплексов, казалось бы, нет.

Загадка эта сохранялась, как я уже сказал, до 50-х годов. В 1950 г. У. Аллен с сотрудниками на ртути и Э. Максвелл на олове открыли интереснейшее явление — влияние изотопического состава металла на критическую температуру. Кроме электронов, в металле имеются положительно заряженные ионы, которые образуют кристаллическую решетку. Изменение изотопического состава означало изменение массы ионов. Но последняя влияет только на частоту колебаний решетки. Следовательно, колебания решетки непосредственно связаны со сверхпроводимостью. Основываясь на этом открытии, Г. Фрелих и Дж. Бардин построили теорию особых сил притяжения между электронами. Одним из следствий квантовой механики является утверждение, что решетка всегда, даже при абсолютном нуле, находится в колебательном состоянии (нулевые колебания). Согласно теории Фрелиха и Бардина каждый электрон меняет режим

нулевых колебаний, что создает поле сил, действующее на другой электрон. Таким образом, появляется взаимодействие между электронами, которое обязательно является притяжением и может превзойти электростатическое отталкивание.

Основываясь на этом явлении, в 1957 г. Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Шриффер в Америке и Н. Н. Боголюбов в СССР построили микроскопическую теорию сверхпроводимости, давшую полное объяснение этому явлению.

Было показано, что силы притяжения приводят к образованию связанных пар (их называют иногда куперовскими). Интересно, что в этом явлении принимают участие не только два электрона, образующих пару, но и весь коллектив электронов в металле; в частности, поэтому оказывается, что даже сколь угодно слабого притяжения достаточно для образования пар. Для того чтобы передать электронной жидкости в сверхпроводнике энергию, надо разорвать пару. Но это значит, что энергия, которая может быть передана, не сколь угодно мала, а обязательно больше энергии связи пары. Такое ограничение передаваемой энергии называется щелью в энергетическом спектре. Как, наверное, многим известно из теории полупроводников, это обязательно приводит к экспоненциальной зависимости электронной части теплоемкости и теплопроводности от температуры, что и наблюдается на опыте. Наличие энергетической щели приводит к тому, что жидкость из электронных пар, вплоть до определенной скорости, перемещается без трения. Иначе говоря, электрический ток идет без сопротивления. Как я уже сказал, образование пар есть эффект коллективный, а следовательно, он связан с состоянием всей электронной системы. При повышении температуры часть пар разрывается, а это в свою очередь влияет на величину энергии связи остальных. В результате энергия связи начинает уменьшаться, и при критической температуре она обращается в нуль. Пар больше нет, металл становится нормальным во всех отношениях.

Я приведу теперь несколько формул и графиков.

1. Энергия связи пар есть  $2\Delta(T)$ ,

$$\Delta(0) = 2\hbar\omega_D e^{-1/\eta},$$

где  $\omega_D$  — дебаевская частота; в металлах  $\hbar\omega_D$  составляет 300—400° К. Величина  $\eta$  — безразмерная константа, определяющая взаимодействие электронов с решеткой. Во всех известных случаях  $\eta < 1/2$ . При очень специальных предположениях показано, что это ограничение имеет принципиальный характер.

2. Критическая температура (в энергетических единицах)

$$T_{кр} = \frac{\Delta(0)}{1,76}.$$

Возможно, что малость критической температуры связана с существованием ограничения на  $\eta$ .

3. Электронная теплоемкость:

а) в нормальном состоянии

$$C_n = \gamma T \quad \gamma \sim 10^3 \div 10^4 \text{ эрг/см}^3 \text{град}^2;$$

б) около  $T = 0$

$$\frac{C_s(T)}{C_n(T_{кр})} = 1,35 \left( \frac{\Delta(0)}{T} \right)^{3/2} e^{-\Delta(0)/T};$$

в) около  $T = T_{кр}$

$$\frac{C_s(T)}{C_n(T_{кр})} = 2,43 + 3,77 \left( \frac{T}{T_{кр}} - 1 \right);$$

отсюда видно, что теплоемкость испытывает скачок при  $T = T_{кр}$ .

## 4. Зависимость критического поля от температуры:

а) около  $T = 0$ 

$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - 1,06 \left( \frac{T}{T_{кр}} \right)^2 \right];$$

$H_c(0)$  пропорционально  $T_{кр}$  и находится в пределах от сотен до тысяч эрстед;

б) около  $T = T_{кр}$ 

$$H_c(T) = 1,73 H_c(0) \left( 1 - \frac{T}{T_{кр}} \right).$$

Сравнение этих и других формул теории с опытными данными для чистых металлов обнаруживает прекрасное согласие (рис. 1—3).

Новая теория позволила описать поведение сверхпроводников в постоянном и переменном электромагнитных полях. Здесь оказывается

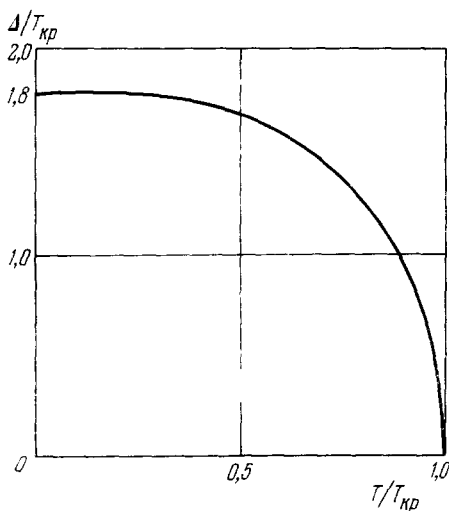


Рис. 1. Зависимость энергетической щели  $\Delta$  от температуры.

существенной так называемая сверхпроводящая корреляция. Куперовские пары из электронов — это довольно большие образования. Их радиус порядка  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  см, т. е. в несколько тысяч раз больше межатомных расстояний. Отсюда следует, что движение электронов в разных точках металла коррелировано на расстоянии порядка размера пары (оно называется также корреляционной длиной). Следовательно, электрический ток в данной точке металла определяется электромагнитным полем не только в этой точке, но и в целой области с размерами порядка размера пары. Возникает интегральная или, как еще говорят, нелокальная, связь между током и полем. Могут быть два предельных случая. Если электромагнитное поле мало меняется на расстояниях по-

рядка корреляционной длины, то эффект корреляции несуществен и ток определяется фактически полем в той же точке. При этом получают так называемые уравнения Лондонов, предложенные братьями Ф. и Г. Лондонами в 1935 г. из феноменологических соображений. В обратном предельном случае возникает особого вида интегральная связь между током и полем, которая была предложена А. Пишардом в 1953 г., тоже до появления микроскопической теории сверхпроводимости. В качестве параметра, характеризующего расстояние, на котором существенно меняется поле, может быть взята глубина проникновения. Действительно, именно на этой длине магнитное поле затухает в глубь сверхпроводника от своего значения вне металла до нуля. Значит, речь идет о соотношении между глубиной проникновения и корреляционной длиной. Как показывает опыт, все чистые металлы относятся либо к пипшардскому случаю, либо к промежуточному, т. е. корреляционная длина либо существенно больше глубины проникновения (например, в алюминии), либо одного порядка с ней (например, в олове).

Конечная величина корреляционной длины позволила объяснить происхождение поверхностной энергии на границе между нормальной и сверхпроводящей фазами. Наличие такой энергии следует уже из того

факта, что массивный сверхпроводящий цилиндр (из чистого металла) в продольном поле скачком переходит из сверхпроводящего состояния в нормальное, когда поле достигает критического значения. Ведь известно, что критическое поле тонких слоев выше, чем поле массивного образца. Можно представить себе переход путем расщепления цилиндра на попеременные нормальные и сверхпроводящие слои. Слои могли бы становиться все тоньше, и переход отодвигался бы ко все более высоким полям. Это не происходит именно потому, что каждая граница несет избыточную энергию. Величина этой поверхностной энергии была измерена Ю. В. Шарвиным в его очень красивых экспериментах по исследованию промежуточного состояния. Сама идея о наличии такой энергии была предложена Л. Д. Ландау в 1937 г. в работе по теории промежуточного состояния.

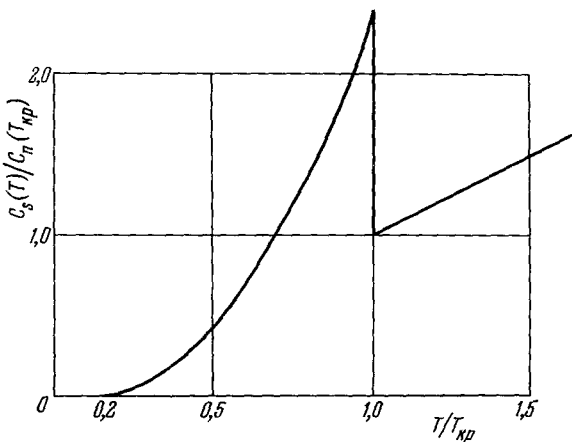


Рис. 2. Температурная зависимость электронной теплоемкости.

Вопрос о поверхностной энергии принадлежит к числу основных, и поэтому на нем надо остановиться подробнее. Согласно современным представлениям, поверхностная энергия возникает следующим образом.

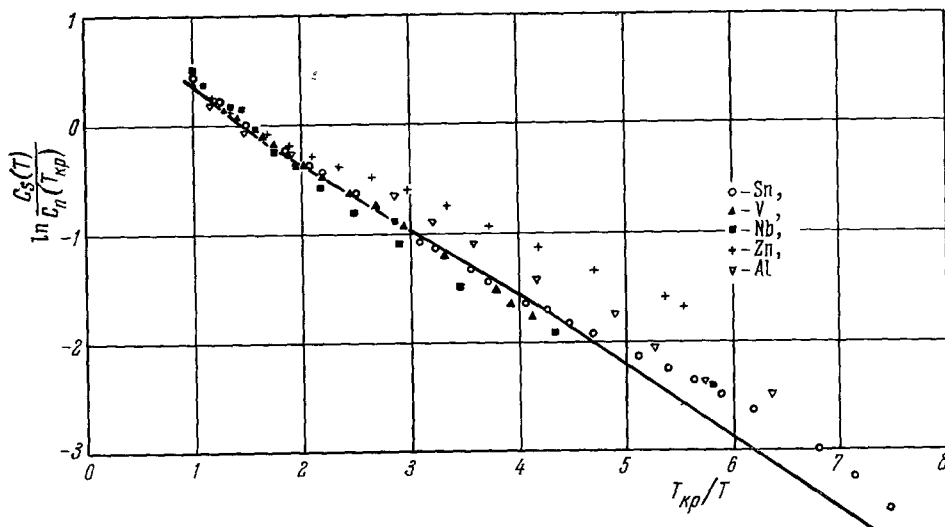


Рис. 3. Сравнение теории с экспериментальными данными по электронной теплоемкости. Систематическое расхождение при низких температурах (правая часть графика) объясняется анизотропией энергетической щели в реальных металлах, что приводит к увеличению теплоемкости по сравнению с теорией, построенной для изотропной модели.

На рис. 4 дано условное изображение границы нормальной и сверхпроводящей фаз. В сверхпроводящей фазе имеются пары с энергией связи  $2\Delta$ . В нормальном состоянии  $\Delta = 0$ . Однако состояние электронов в металле не может меняться на расстояниях, меньших корреляционной длины.

Ввиду этого  $\Delta$  меняется примерно так, как показано на рисунке. Со стороны нормальной фазы есть магнитное поле, равное  $H_c$  (иначе не могло бы быть равновесия). Поле внутри сверхпроводника должно равняться нулю. Значит, оно спадает от  $H_c$  до нуля на расстоянии порядка глубины проникновения. Если заменить плавное поведение резкими границами  $A$  и  $B$  при сохранении средних значений  $\Delta$  и  $H_c$ , то возникает область  $AB$ , в которой, с одной стороны, энергия связи пар равна нулю — значит,

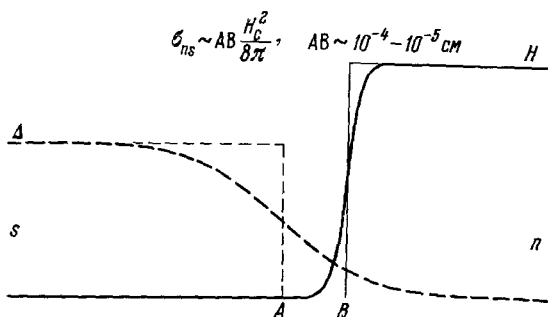


Рис. 4. Схема возникновения поверхностной энергии (объяснение — в тексте).

это нормальный металл, а с другой стороны, не проникает поле. Благодаря этому слой  $AB$  обладает избыточной энергией  $(AB) \cdot H_c^2 / 8\pi$  на единицу площади.

Таково положение дел, если корреляционная длина больше глубины проникновения поля. Но возможен и обратный случай. В этом случае поверхностная энергия отрицательна. Таким образом, по знаку поверхностной энергии все сверх-

проводники можно разделить на две группы: сверхпроводники первого рода и сверхпроводники второго рода. Их свойства во многом различаются. Предположение о существовании в природе двух родов сверхпроводников было сделано мной в 1952 г. на основании анализа экспериментальных данных Н. В. Заварицкого по критическим полям тонких пленок. К 1957 г., еще до появления микроскопической теории сверхпроводимости, удалось развить общую теорию сверхпроводников второго рода. В этой теории я основывался на уравнениях, полученных В. Л. Гинзбургом и Л. Д. Ландау в 1950 г. из полуфеноменологических соображений. После создания микроскопической теории, Л. П. Горьков придал ей форму, которая позволила рассматривать пространственно неоднородные задачи. В 1959 г. он показал, что уравнения Гинзбурга и Ландау следуют из точной теории вблизи критической температуры. Благодаря этому удалось определить смысл параметров, входивших в эти уравнения.

Почему эти вопросы представляют интерес? Ведь все известные чистые сверхпроводники, за исключением ниобия, относятся к первому роду. Дело в том, что любой чистый сверхпроводник можно перевести в сверхпроводник второго рода путем добавления примесей или создания дефектов кристаллической структуры. Электроны в таком сверхпроводнике рассеиваются на дефектах, и при этом нарушается сверхпроводящая корреляция. В результате корреляционная длина может сильно уменьшиться, и соотношение между ней и глубиной проникновения может измениться на обратное. Как уже сказано, при этом возникает отрицательная поверхностная энергия, т. е. сверхпроводник переходит во вторую группу. Именно это имеет место в большинстве сверхпроводящих сплавов.

В сверхпроводниках второго рода характер перехода радикально отличается от перехода в сверхпроводниках первого рода. Поскольку здесь понятие фазовой границы теряет смысл, переход здесь происходит постепенно и может растянуться на очень большой интервал полей. Существует два критических поля, нижнее и верхнее. Поле, меньшее нижнего критического, не проникает в массивный сверхпроводник. Потом начинается постепенное проникновение поля, и, наконец, при

верхнем критическом поле сверхпроводник переходит в нормальное состояние. Здесь очень важно то, что отсутствие сопротивления не слишком сильному току сохраняется вплоть до верхнего критического поля, которое может быть очень высоким. Оно растет пропорционально концентрации дефектов, т. е. с уменьшением корреляционной длины, и может дойти до величин порядка нескольких сотен тысяч эрстед.

Интересно, что в поверхностном слое толщиной порядка корреляционной длины сверхпроводимость сохраняется до полей еще больших (в 1,7 раза в продольном поле). Но это явление удастся наблюдать только в хорошо приготовленных образцах.

Очень своеобразна картина проникновения магнитного поля в сверхпроводник второго рода. При полях, близких к нижнему критическому значению, проникновение поля начинается с образования отдельных нитей магнитного потока. В центре такой нити энергия связи пар обращается в нуль. Она достигает номинального значения на расстояниях от центра порядка корреляционной длины. Магнитное поле максимально в центре нити и убывает до нуля на расстоянии глубины проникновения. Каждая нить представляет собой миниатюрный соленоид, несущий совершенно определенную величину магнитного потока. Эта величина равна так называемому кванту потока и составляет  $2,06 \cdot 10^{-7} \text{ э. см}^2$ . Вблизи первого критического поля расстояние между этими нитями (их называют квантованными вихрями или нитями магнитного потока) бесконечно. При увеличении внешнего поля они начинают сближаться. В идеальном случае они образуют правильную структуру и в поперечном срезе имеют вид треугольной решетки. Сближение нитей продолжается до тех пор, пока расстояние между центрами не становится порядка корреляционной длины. После этого поле между центрами при увеличении внешнего поля постепенно растет, пока не сравнивается с внешним при достижении верхнего критического поля. Такова картина этого своеобразного состояния, которое получило название смешанного. Отметим, что, таким образом, в сверхпроводниках второго рода выше первого критического поля отсутствует эффект Мейснера, т. е. сверхпроводимость имеется, а магнитное поле частично проникает в сверхпроводник.

Следует здесь же сказать несколько слов о тонких сверхпроводящих пленках. Они получаются конденсацией испаренного металла. Если толщина пленки меньше корреляционной длины вещества, из которого она состоит, именно эта толщина и будет играть роль корреляционной длины. Если при этом пленка тоньше глубины проникновения, то она будет представлять собой сверхпроводник второго рода с корреляционной длиной порядка толщины пленки. Критическое поле пленки будет поэтому расти с уменьшением толщины.

Теперь я опять приведу несколько формул и рисунков (рис. 5—16), характеризующих сверхпроводники второго рода.

1. Критерий принадлежности к сверхпроводникам первого или второго рода. Вводится параметр  $\kappa$ , равный

$$\kappa(T) = \kappa(T_{\text{кр}}) A(T),$$

где  $A(T)$  меняется от 1 при  $T_c$  до 1,25 при  $T = 0$ . Для чистых сверхпроводников

$$\kappa_0(T_{\text{кр}}) = \frac{\delta L(0)}{\xi_0},$$

где  $\delta L(0) = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi Ne^2}}$  — глубина проникновения при  $T = 0$ ,  $\xi_0 = \frac{0,18\hbar v}{T_{\text{кр}}}$  —

корреляционная длина,  $v$  — средняя скорость электронов,  $m$  — масса,  $e$  — заряд электрона,  $N$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$ . Для сверхпроводников с дефектами или, как их называют, сплавов

$$\kappa(T_{\text{кр}}) = \kappa_0(T_{\text{кр}}) + 7,5 \cdot 10^3 \gamma^{1/2} q;$$

$\gamma$  — коэффициент в линейной температурной зависимости электронной теплоемкости в нормальном состоянии, в  $\text{эрг/см}^3\text{град}^2$ ,  $q$  — удельное сопротивление в нормальном состоянии (постоянная часть или «остаточное» сопротивление), в  $\text{ом}\cdot\text{см}$ .

Критерий таков:

$$\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ — сверхпроводник 1-го рода,}$$

$$\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ — сверхпроводник 2-го рода.}$$

2. Простая оценка величины верхнего критического поля  $H_{c2}$ .

В магнитном поле  $H$  куперовская пара движется по спирали с радиусом

$$r_H = \frac{cp_{\perp}}{eH},$$

где  $p_{\perp}$  — компонента импульса пары, перпендикулярная  $H$ . Радиус  $r_H$  должен превышать размер пары, т. е.  $r_H > \xi$ . С другой стороны, импульс пары не может превышать  $\hbar/\xi$ , где  $\hbar$  — константа Планка. Это требование связано с принципом неопределенности. Таким образом,  $p_{\perp} < \hbar/\xi$ . Отсюда следует, что  $H < H_{c2} \sim \hbar c / e \xi^2$ . В сплавах  $\xi \sim \sqrt{\xi_0 l}$ , где  $l$  — длина свободного пробега электронов в нормальном состоянии. Отсюда следует

$$H_{c2} \sim \frac{c\hbar}{e\xi_0 l}.$$

3. Критические поля (теоретические формулы).

$$H_{c1} = \frac{H_{cm}}{\sqrt{2\kappa}} [\ln(\kappa + 1,8) + 0,08],$$

$$H_{c2} = H_{cm} \sqrt{2\kappa},$$

где  $H_{cm}$  определяется по площади кривой намагниченности в зависимости от поля:

$$\frac{H_{cm}^2}{8\pi} = - \int_0^{H_{c2}} M(H) dH.$$

4. Зависимость намагниченности от поля. При  $H = H_{c1}$  производная  $\frac{dM}{dH}$  обращается в бесконечность, а при  $H \rightarrow H_{c2}$

$$-4\pi M = \frac{H_{c2} - H}{1,16(2\kappa^2 - 1)}.$$

5. Пример количественного сравнения теории с экспериментом. В сплаве  $\text{In} + 2,5\% \text{Bi}$  было найдено  $\kappa$  из четырех разных формул, приведенных выше ( $H_{c1}$ ,  $H_{c2}$ ,  $M$ , выражение  $\kappa$  через



сопротивление в нормальном состоянии); получилось

$$\kappa^{(1)} = 1,76, \quad \kappa^{(2)} = 1,80,$$

$$\kappa^{(3)} = 1,78, \quad \kappa^{(4)} = 1,77.$$

6. Единственный чистый металл, у которого  $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ , — чистый ниобий ( $\kappa(0) = 1,2$ ). Но в сплавах достигнуты  $\kappa \sim 100$ ; например, в сплаве  $\text{Ti} + 25\% \text{V}$   $\kappa(0) = 95$ .

За последнее время было произведено много теоретических и экспериментальных исследований смешанного состояния. Следует отметить работу французского физика Жакро и его коллег, которые исследовали смешанное состояние с помощью дифракции нейтронов на решетке вихрей. При этом был найден дифракционный пик и вычислен период структуры, который оказался в согласии с теоретическими предсказаниями. Интересны работы французских теоретиков группы Де-Жена. Кроме предсказания упомянутого явления задержки сверхпроводимости в поверхностном слое, они показали, что квантованные вихри потока в отношении тепловых свойств ведут себя как стержни нормального металла с диаметром порядка корреляционной длины. В низкотемпературной теплоемкости сверхпроводников второго рода имеется член, пропорциональный температуре и количеству вихревых нитей. Эти результаты подтверждены экспериментом. Наконец, скажу о работе, выполненной М. П. Кемоклидзе, И. М. Халатниковым и мною, в которой теоретически найдена частота собственных колебаний системы вихревых нитей в сверхпроводнике. Соответствующих экспериментов пока еще нет.

Я скажу несколько позже о практических применениях сверхпроводников второго рода, связанных с их высокими критическими полями. Для этих применений важно не только большое критическое поле, но и большой критический ток. Как обстоит дело в этом отношении? В массивных сверхпроводниках первого рода критический ток определяется так называемым условием Сильсби. Это то значение тока, при котором создаваемое им поле на поверхности сверхпроводника достигает критического значения. При больших токах появляется конечное сопротивление. В массивных сверхпроводниках второго рода дело обстоит иначе. Если говорить об однородных сверхпроводниках, то для них также выполняется условие Сильсби, причем поле тока не должно превзойти нижнего критического поля. Связано это с тем, что в сверхпроводнике 2-го рода в смешанном состоянии не может течь ток без сопротивления перпендикулярно нитям. Это показано на рис. 15. Но поле  $H_{c1}$  уменьшается с увеличением  $\kappa$ , так что произведение  $H_{c1}H_{c2}$  примерно остается постоянным. Это создает очень невыгодные условия в отношении тока. Однако в действительности это оказывается не очень страшным. Дело в том, что в практически используемых неоднородных сверхпроводниках величина критического тока очень сильно зависит от структуры. И связано это с тем, что практически наблюдаемый ток не является истинным равновесным критическим током. В действительности он течет с необычайно малым, но конечным сопротивлением, связанным с диссипативными процессами в неоднородном сверхпроводнике. Эти процессы столь медленны, что практически можно достичь довольно больших значений тока при практически отсутствующем сопротивлении. Кроме того, возможно образование «глубки», обладающей более высокими критическими параметрами, по которой и потечет весь ток. Интересным свойством токов в неоднородных сверхпроводниках является то, что они текут не только по поверхности, как это происходит в однородных образцах, но в значительной степени и в толще образца. В таких неоднородных образцах

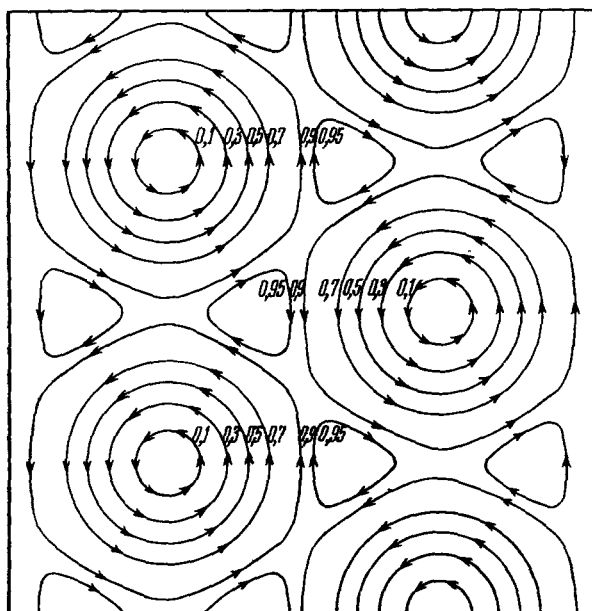


Рис. 5. Распределение токов в смешанном состоянии вблизи  $H_{c2}$ . Линии тока есть в то же время линии постоянного поля и постоянной энергетической щели. Цифры соответствуют  $(H_{\text{внешн}} - H)/H_{\text{внешн}}$ .

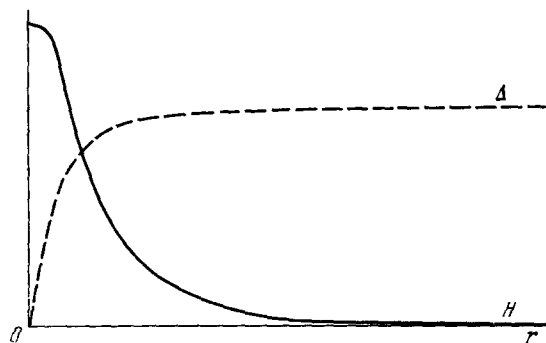


Рис. 6. Энергия связи пар и изменение поля в нити магнитного потока.

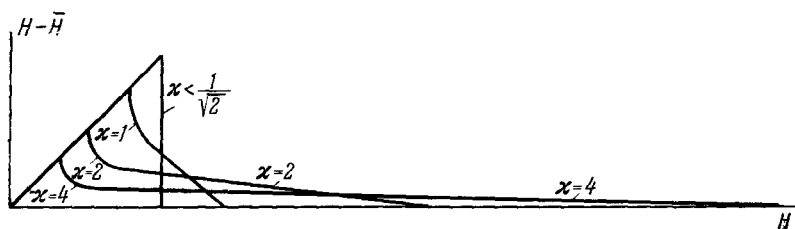


Рис. 7. Теоретическая зависимость намагниченности  $M$  в зависимости от внешнего поля  $H$  при разных значениях  $\kappa$ .

Прямой участок, образующий  $45^\circ$  с осью абсцисс, соответствует непроницаемости поля в сверхпроводник. Отклонение начинается при  $H = H_{c1}$ .  $M(H)$  обращается в нуль при  $H = H_{c2}$ .

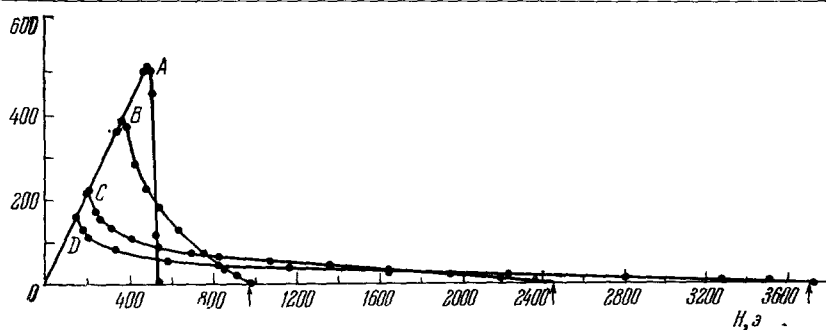


Рис. 8. Экспериментальные данные по  $M(H)$  для сплавов Pb — In разных концентраций (масштаб по оси ординат вдвое больше, чем по оси абсцисс). По оси ординат отложено  $H - \bar{H}$ .

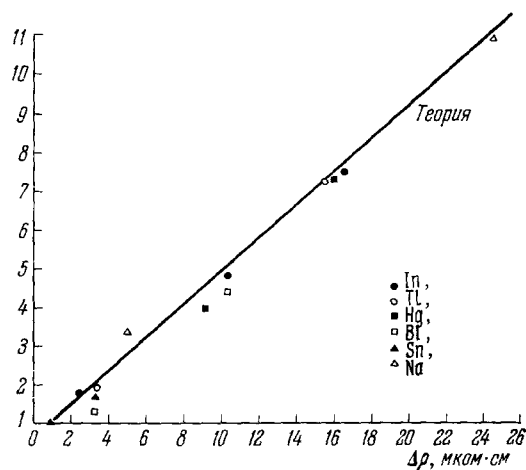


Рис. 9. Сравнение теории с экспериментом для зависимости  $H_{c2}/H_{ct} = \kappa\sqrt{2}$  от остаточного сопротивления  $\Delta\rho$  для сплавов свинца с разными металлами.

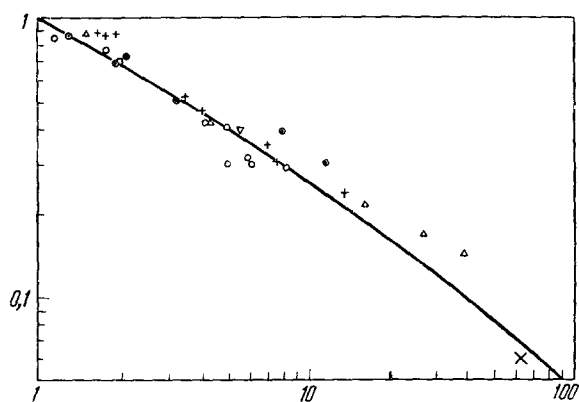


Рис. 10. Сравнение теории с экспериментом для зависимости  $H_{c1}/H_{ct}$  от  $H_{c2}/H_{ct}$  для разнообразных сплавов тантала, ниобия, ванадия, сплавов свинца с таллием, висмута с индием и соединения  $V_3Ga$ .

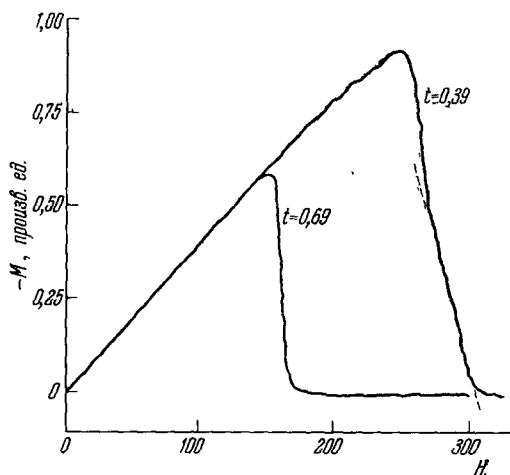


Рис. 11. Переход сплава  $\text{In} + 1,5\% \text{Bi}$  из первого во второй род при понижении температуры.  $H$  — в эрстедах.

Благодаря тому что  $\kappa$  возрастает на 25% при понижении температуры от  $T_{\text{кр}}$  до 0, можно подобрать сплав, в котором  $\kappa < 1/\sqrt{2}$

(1-й род) вблизи  $T = T_{\text{кр}}$  ( $t = \frac{T}{T_{\text{кр}}}$ ) и  $\kappa > 1/\sqrt{2}$  (2-й род) вблизи

$T = 0$ . Этому требованию удовлетворяет сплав  $\text{In} + 1,5\% \text{Bi}$ . При более высокой температуре имеется резкий переход, в то время как при более низкой температуре появляется участок смешанного состояния.

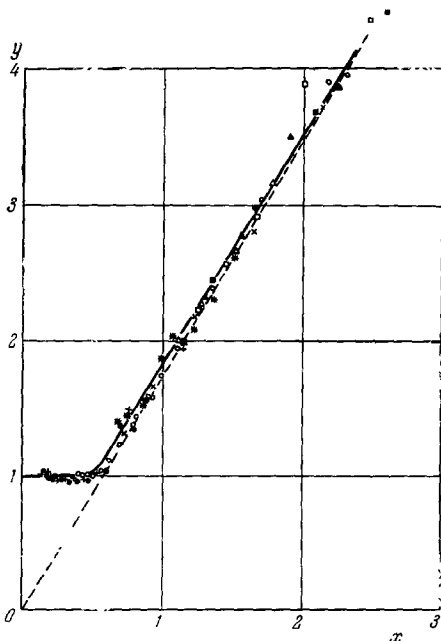


Рис. 12. Сравнение теории с экспериментом для критического поля тонких пленок.

Ртутные пленки получены напылением при низкой температуре. Длина пробега в таких пленках  $l \sim 10^{-7}$  см, так что они при любых толщинах относятся ко 2-му роду.

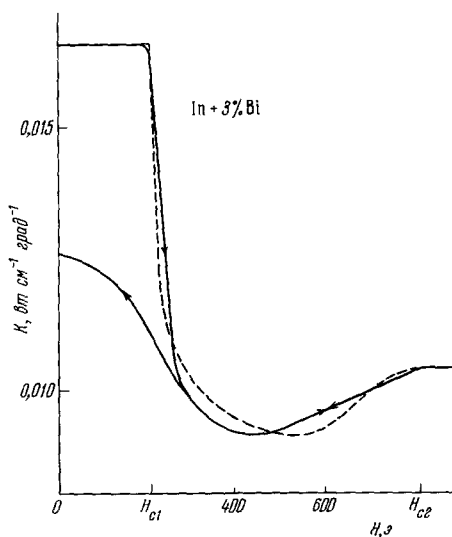


Рис. 13. Сравнение теории с экспериментом для теплопроводности сплава  $\text{In} + 3\% \text{Bi}$  в магнитном поле.

Равновесной структуре отвечает кривая, снятая в увеличивающемся поле.

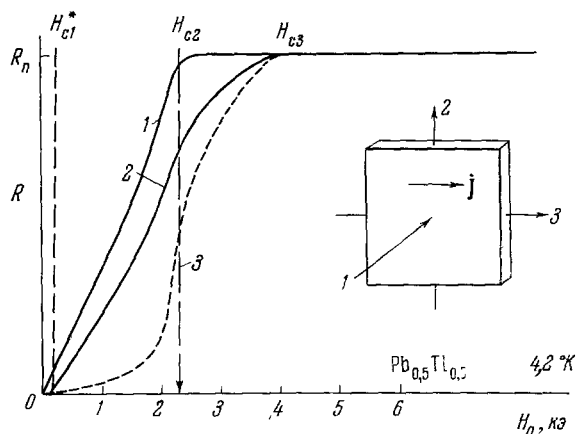


Рис. 14. Действительная часть высокочастотного поверхностного сопротивления сплава  $\text{Pb}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$  в магнитном поле.

Стрелками обозначено направление высокочастотного тока ( $j$ ) и постоянного магнитного поля (1, 2, 3). Если поле приложено параллельно поверхности, то сверхпроводимость в поверхностном слое сохраняется до поля  $H_{c3} = 1,7H_{c2}$ .

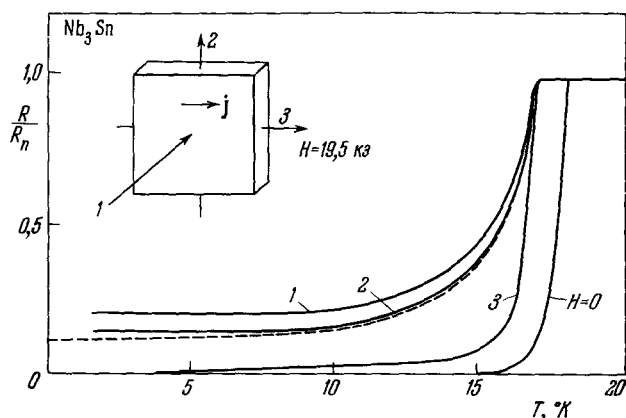


Рис. 15. Зависимость действительной части поверхностного сопротивления  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  в магнитном поле от температуры при разных взаимных направлениях высокочастотного тока и постоянного магнитного поля.

При  $T \rightarrow 0 \text{ K}$  не обращается в нуль, если ток идет перпендикулярно вихревым линиям.

достигнуты плотности токов до  $10^5$  а/см<sup>2</sup> при практическом отсутствии сопротивления.;

Особенно интересен вопрос о токах в тонких пленках. В пленках с толщиной меньше как глубины проникновения, так и корреляционной длины могут быть достигнуты плотности токов до сотен миллионов ампер на квадратный сантиметр. Это теоретические цифры, на опыте получается раз в 10 меньше, но это уже очень много.

Как, наверное, многим известно, в настоящее время сверхпроводящие сплавы используются для создания сверхмощных постоянных магнитов. Их принцип очень прост. Если сделать замкнутое сверхпроводящее кольцо и возбудить в нем ток, то благодаря отсутствию сопротивления ток будет циркулировать в кольце без затухания сколько угодно времени. Можно сделать не кольцо, а коротко замкнутую катушку. Такая катушка

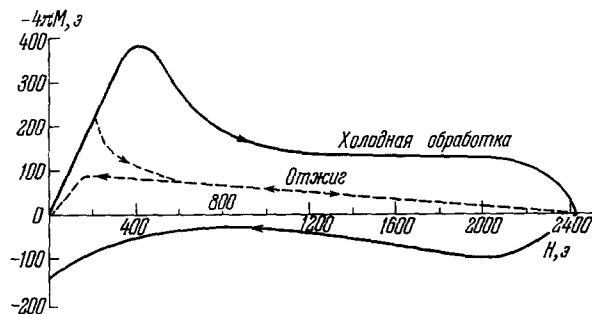


Рис. 16. Кривая намагниченности для сплава с макроскопическими неоднородностями.

Эта кривая не отвечает равновесному состоянию, что видно из полного несовпадения кривых в увеличивающемся и в уменьшающемся полях. В результате длительного отжига при температуре, близкой к плавлению, происходит гомогенизация сплава и кривая намагниченности приближается к равновесной. Некоторое несовпадение кривых для прямого и обратного хода при малых полях связано с образованием магнитного «потенциального барьера» у поверхности, препятствующего выходу квантованных нитей потока из сверхпроводника. Равновесной кривой при этом является только кривая, снятая в увеличивающемся поле. Следует обратить внимание на то, что отжиг практически не влияет на верхнее критическое поле  $H_{c2}$ .

с током отличается от обычного электромагнита тем, что не нуждается во внешнем источнике питания. В электромагните энергия генератора расходуется на преодоление сопротивления металла и в конечном итоге превращается в тепло. Это вредное явление. Тепло приходится отводить. А сверхпроводящая катушка, будучи раз «заряженной» полем, уже не нуждается в дальнейшем питании. Конечно у этих катушек есть свое слабое место — очень низкая температура. Но зато можно получить исключительно высокие поля. В настоящее время с помощью сплава  $Nb_3Sn$  сделаны магниты с полями до 100 кэ. И это не предел. Известно, что у того же  $Nb_3Sn$  критическое поле при низких температурах — примерно 200 кэ, а у сплава  $V_3Ga$  больше 300 кэ. Основная заслуга в нахождении таких сплавов и в создании сверхпроводящих магнитов принадлежит американцам группы Кюнцлера. Первые работы по магнитам относятся к 1961 г. Мне, теоретику, трудно судить о технологических трудностях, с которыми приходится встречаться при изготовлении таких катушек. Но мне кажется, что будущее принадлежит не нынешним магнитам, намотанным из проволоки или ленты, а сверхпроводящим пленкам толщиной меньшей  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  см.

В связи с вопросом о катушках интересно упомянуть о том, что зарядка этих катушек может в принципе производиться значительно меньшим полем с помощью методов «накачки магнитного потока». Одна из схем приведена на рис. 17. Катушка присоединена к пластине из сверхпроводника. Приложением небольшого поля, перпендикулярного пластине, можно разрушить сверхпроводимость в небольшом участке. Участок можно переместить внутрь контура, а затем сменить знак поля на обратный. В контуре возникнет ток, компенсирующий изменение магнитного потока. После этого нормальный участок смещается наружу из контура по пластине, знак поля опять меняется, и цикл повторяется. Пока эти методы еще не применяются в технике (получаются поля лишь до 15 кэ,) но, возможно, что в будущем катушки будут заряжаться именно таким образом.

Кроме катушек, у сверхпроводников имеется еще одно важное применение. Явление разрушения сверхпроводимости магнитным полем

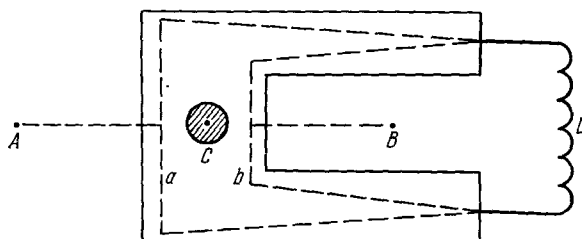


Рис. 17. Схема «накачки» поля в катушку (объяснение — в тексте).

легло в основу так называемых криотронов, которые используются в вычислительных устройствах для создания ячеек памяти. Разработаны криотроны из сверхпроводящих пленок толщиной порядка микрон и площадью порядка квадратных миллиметров. Время срабатывания таких устройств меньше  $10^{-8}$  сек. Их употребление будет способствовать миниатюризации вычислительных устройств.

Теперь о других направлениях исследования сверхпроводников. В последнее время был проведен целый ряд интересных работ. Очень необычные свойства обнаруживают сверхпроводники с примесью магнитных атомов; это атомы с незаполненными внутренними оболочками, обладающие магнитным моментом. Теория таких сверхпроводников была построена в 1960 г. мной вместе с Горьковым. Оказалось, что магнитные примеси очень сильно влияют на критическую температуру. Она быстро понижается с увеличением концентрации примеси, причем уже концентрация порядка процента оказывается достаточной, чтобы ликвидировать сверхпроводимость. Отмечу тут же, что обычные немагнитные примеси меняют поведение сверхпроводников в магнитном поле, но при малых концентрациях оказывают очень слабое влияние на температуру перехода.

Оказалось также, что при наличии магнитной примеси, еще до того, как металл становится несверхпроводящим, у него исчезает щель в энергетическом спектре. Это происходит, когда концентрация примеси составляет примерно 90% той, которая нужна для полной ликвидации сверхпроводимости, и означает, что сверхпроводнику можно сообщить любую энергию. Электронная теплоемкость при этом зависит от температуры не по экспоненциальному закону, а по линейному, как в нормальном металле, правда, с другим коэффициентом. Отсутствие щели в спектре

означает, что энергии связи пар различны и, в частности, есть такие пары, у которых энергия связи бесконечно мала. Это не препятствует сверхпроводимости, так как рассуждения, аналогичные теории Ландау для гелия, в данном случае неприменимы. Впоследствии Маки в Японии нашел, что щель в спектре исчезает также в тонких сверхпроводящих пленках в магнитном поле, составляющем 95% критического.

Экспериментальное исследование сверхпроводников с магнитными примесями только начато, но то, что измерено, подтверждает теорию.

По поводу сверхпроводников второго рода и сверхпроводников с магнитными примесями один из создателей теории сверхпроводимости Джон Бардин сказал, что после открытия сверхпроводимости был найден эффект Мейснера и через долгое время обнаружена щель в энергетическом спектре. А затем русские сначала закрыли эффект Мейснера, а потом закрыли и щель.

Продолжая работы по сверхпроводникам с магнитными примесями, Горьков и Русинов в 1963 г. доказали возможность существования фазы, которая является одновременно сверхпроводящей и ферромагнитной, т. е. магнитные моменты атомов примеси в такой фазе ориентированы. Это уже раньше получалось на опыте, но вызывало принципиальные возражения и приписывалось побочным эффектам.

Очень важные работы связаны с открытием Гизвером в Америке в 1960 г. так называемого туннельного контакта. Речь идет о системе, состоящей из двух сверхпроводников или сверхпроводника и нормального металла, разделенных очень тонким слоем диэлектрика, толщиной всего в несколько межатомных расстояний. Обычно таким слоем служит окисная пленка на поверхности металла. Электроны, или даже пары, могут проходить с помощью так называемого туннельного эффекта через диэлектрический слой. Оказалось, что это простое устройство необычайно ценно для определения характеристик сверхпроводников. По зависимости тока от приложенной разности потенциалов можно найти энергию связи пар, ее зависимость от температуры, ее анизотропию в монокристалле. Выяснилось также, что можно найти особенности спектра колебаний кристаллической решетки, т. е. зависимости частоты от длины волны. Недавно был предсказан теоретически (1962), а затем обнаружен на опыте целый комплекс явлений, названный эффектом Джозефсона. В частности, оказалось, что небольшая постоянная разность потенциалов при туннельном контакте способна создавать переменный ток с частотой  $2eV/\hbar$ , где  $V$  — разность потенциалов (для  $V \sim 10^{-4} \text{ в}$ ,  $\omega \sim 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ ). Амплитуда таких колебаний очень мала (при  $V \sim 10^{-4} \text{ в}$   $W_{\text{колеб}} < 10^{-10} \text{ вт}$ ), но они уже обнаружены на опыте, хотя и косвенным способом \*).

Затем надо отметить открытие в 1964 г. двух сверхпроводящих полупроводников: теллурида германия и титаната стронция. Правда, речь идет о таких концентрациях локальных уровней, при которых не только возникает так называемая примесная зона, но она смыкается и с основной зоной проводимости (или валентной зоной, в зависимости от знака носителей). Поэтому речь идет скорее не о настоящих полупроводниках, а о своеобразных металлах. Критическая температура этих веществ зависит от концентрации носителей тока. Практически достигнуты температуры до  $0,3^\circ \text{ К}$ .

---

\*) За время, прошедшее после этого доклада, группе харьковских физиков И. К. Янсону, В. М. Свистунову и И. М. Дмитренко удалось осуществить излучение джозефсоновских колебаний с длиной волны 3 см; мощность излучения  $\sim 10^{-14} \text{ вт}$ .



Ввиду недостатка времени я не останавливаюсь на других исследованиях и хочу в конце доклада сказать несколько слов о вопросе, который всех волнует, наверное, больше всего: нельзя ли повысить критическую температуру так, чтобы сверхпроводимость существовала не только при гелиевых, но и при азотных температурах, а может быть, и при комнатной. Как я уже говорил, почти во всех металлах, кроме, может быть, одного — рутения, сверхпроводимость связана с колебаниями решетки. Об этом свидетельствует зависимость критической температуры от массы ионов решетки. В рутении этот эффект отсутствует. Я уже говорил, что для очень упрощенной модели получается ограничение на критическую температуру, соответствующее примерно  $40^\circ\text{K}$ . На опыте наивысшая достигнутая температура —  $18^\circ\text{K}$ . Так что как будто бы здесь есть полное соответствие.

Ввиду этого встает вопрос о возможности других механизмов сверхпроводимости. Такие механизмы, в принципе, существуют. Если рассматривать притяжение электронов с более общей точки зрения, то идея любого механизма притяжения состоит в следующем. Нужна система, которая может возбуждаться, т. е. переходить в состояние с большей энергией. Один электрон, взаимодействуя с такой системой, переводит ее в возбужденное состояние, а сам меняет свой импульс. Другой электрон, взаимодействуя с этой системой, переводит ее обратно в основное состояние и сам тоже меняет импульс. Результат этого двойного процесса можно рассматривать, как рассеяние электронов друг на друге, так как передающая система при этом остается в исходном состоянии. Но это означает взаимодействие между электронами, причем можно показать, что это обязательно притяжение. К числу таких взаимодействий относится и обычный колебательный механизм. Передающая система — это ионы, которые могут колебаться.

Величина энергии связи пар и пропорциональной ей критической температуры определяется двумя факторами: расстоянием между уровнями энергии передающей системы и интенсивностью взаимодействия электрона с этой системой. Желательно, чтобы и то и другое было побольше. Существуют разные идеи на этот счет, но, к сожалению, пока существенного прогресса нет. Например, в магнетике в качестве передающей системы могла бы служить система магнитных моментов, но можно показать, что она дает примерно такой же эффект, что и колебательный механизм. Можно было бы понадеяться на то, что оставшиеся электроны в ионах решетки переходят в состояние с более высокой энергией. Но оказывается, что этот механизм тоже малоэффективен. Возможно, что один из этих механизмов действует в рутении (критическая температура  $0,47^\circ\text{K}$ ).

Недавно Литтл в Америке высказал идею о сверхпроводимости особых линейных полимеров, представляющих собой основную цепь с боковыми ветвями. Эти ветви могли бы возбуждаться и служить передающей системой для электронов в основной цепи. Элементарные оценки показывают, что такая молекула имела бы критическую температуру порядка тысячи градусов. Однако при более осторожном подходе возникают большие сомнения, касающиеся свойств таких одномерных систем\*). К тому же такую молекулу нельзя присоединить к электрическим контактам и мерять сопротивление. Скорее всего, если в ней есть сверхпроводимость, она может быть обнаружена только в высокочастотном электромагнитном поле. Таково положение в настоящее время.

\*) В самое последнее время Ю. П. Бычков, Л. П. Горьков и И. Е. Дзялошинский доказали принципиальную возможность сверхпроводимости в одномерной системе.

Я постарался рассказать о наиболее интересных фактах, связанных с явлением сверхпроводимости. Некоторые физики считали, что с появлением теории сверхпроводимости в 1957 г. интерес к этому явлению пропадет; на самом деле произошло обратное. Сверхпроводимостью начали заниматься необычайно интенсивно во всем мире. Фактически она стала отдельной большой областью физики твердого тела. Я думаю, что сверхпроводимость еще не сказала своего последнего слова. Предстоит еще много исследований, возможно, открытий. Я думаю также, что существующие сверхпроводящие магниты, криотроны и другие устройства являются только самыми первыми и, может быть, даже не самыми важными практическими применениями этого замечательного явления.

---