

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

В последнее время достигнуты большие успехи в области изучения сверхпроводимости. Это замечательное явление нашло, наконец, свое объяснение. К сожалению, эти успехи не получили в нашей печати отражения в форме, доступной для широкого круга физиков. Именно поэтому редакция считает целесообразным поместить в отделе «Физика наших дней» две переводные статьи по сверхпроводимости, хотя они и не свободны от недостатков. К числу последних относятся: недостаточный широкий охват темы и недостаточное освещение работ советских авторов, внесших существенный вклад в экспериментальное и теоретическое изучение сверхпроводимости. Последний пробел лишь в небольшой мере мог быть восполнен в примечаниях переводчика, указавшего на некоторые статьи советских авторов. Редакция предполагает в будущем в полной мере отразить работы советских физиков в области сверхпроводимости.

РЕДАКЦИЯ

**НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ
О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ *)****Г. Бурз**

Некоторые металлы обладают удивительным свойством: охлажденные до температуры в несколько градусов Кельвина, они внезапно теряют электрическое сопротивление. Это явление «сверхпроводимости» впервые было обнаружено в 1911 г. в Лейдене Камерлинг-Оннесом¹. В течение нескольких лет существовало мнение, что сверхпроводники — это просто идеальные проводники. Однако постепенно стало ясно, что такая точка зрения встречается с затруднениями термодинамического характера. Кроме того, в 1933 г. Мейсснер и Оксенфельд² обнаружили, что сверхпроводник является идеальным диамагнетиком. Все это указывало на то, что явление сверхпроводимости имеет более глубокий смысл, чем это предполагалось сначала. Диамагнетизм сверхпроводников лег в основу теории электромагнитных свойств сверхпроводников, развитой Ф. Лондоном и Г. Лондоном³ в 1936 г. В течение многих лет не удавалось создать микроскопической квантовомеханической теории, согласующейся с экспери-

*) Н. А. Boorse, Amer. J. Phys. 27, 47 (1959). Перевод Н. П. Гинзбург.

ментальными данными. Поэтому мы с особым энтузиазмом приветствуем новую теорию ⁴ Бардина, Шриффера и Купера.

Настоящая статья ставит своей целью обзор некоторых экспериментальных данных о сверхпроводимости. С целью согласования настоящей статьи с последующей статьей *) мы остановимся главным образом на вопросах, которые были объяснены Бардиным, Купером и Шриффером (в дальнейшем БКШ). Именно, мы разберем**): а) эффекты, связанные с бесконечной проводимостью ($E=0$); б) эффект Мейсснера—Оксенфельда ($B=0$); в) фазовый переход 2-го рода, происходящий в нулевом магнитном поле при температуре перехода T_K ; г) зависимость температуры T_K от массы

атома M изотопа данного элемента ($M^{1/2}T = \text{const}$) и д) изменение электронной теплоемкости вблизи $T=0^\circ \text{K}$ по закону $\exp(-T_K/T)$.

Начнем с краткого рассмотрения зависимости электрического сопротивления металлов от температуры. Как известно, с понижением температуры сопротивление сначала падает линейно, а затем при достижении низких температур скорость изменения сопротивления снижается.

В конце концов при температурах порядка нескольких градусов Кельвина сопротивление во

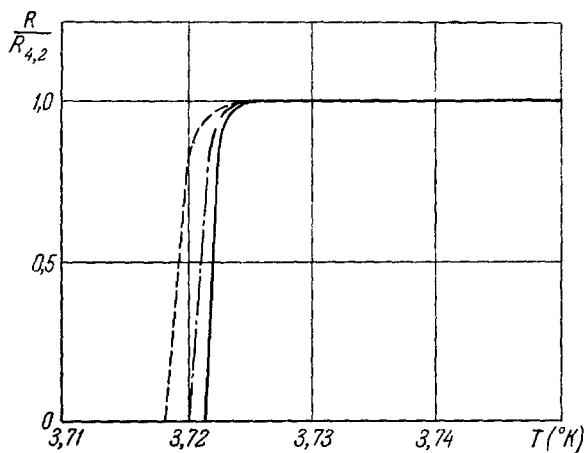


Рис. 1. Сверхпроводящий переход для чистого олова (измеряется сопротивление ²).
— 10 ма, — — 20 ма, — — — 40 ма

многих случаях становится не зависящим от температуры. Это постоянное сопротивление, называемое «остаточным», связано с наличием атомов примесей и с дефектами кристаллической решетки металлов.

При дальнейшем понижении температуры происходит удивительное явление: некоторые металлы почти сразу теряют свое сопротивление. На рис. 1 приведен пример такого поведения для металлического олова. Из приведенных кривых видно, что температура, при которой исчезает сопротивление, зависит от величины тока. Было обнаружено, что причиной такого смещения температуры перехода является магнитное поле тока. В дальнейшем мы будем называть температуру сверхпроводящего перехода в нулевом поле «температурой перехода», а температуру сверхпроводящего перехода в присутствии магнитного поля—«критической температурой». Поскольку имеют фундаментальное значение магнитные свойства сверхпроводников, были проведены подробные исследования зависимости критической температуры от напряженности поля. Поле, в котором сверхпроводимость разрушается, называется критическим. На рис. 2 приведена зависимость критического поля от температуры для различных сверхпроводников.

*) См. статью Купера на стр. 117 (Прим. перев.)

**) Результаты исследования сверхпроводников в ряде других направлений приведены в монографиях ^{27*}, ^{28*}; с данными последних 4—5 лет можно ознакомиться только по журнальной литературе (на русском языке работы по сверхпроводимости публикуются преимущественно в «Журнале экспериментальной и теоретической физики»). Прим. перев.

Чтобы понять смысл этих кривых, нужно рассматривать длинный тонкий металлический стержень, расположенный на оси очень длинного соленоида в средней его части. Например, свинец становится сверхпроводящим только при температуре $7,2^\circ \text{K}$ даже при нулевом поле, а в однородном поле порядка 570 э он переходит в сверхпроводящее состояние лишь при 4°K . На рис. 2 приведены кривые только для некоторых из известных сверхпроводников. В настоящее время известно двадцать три сверхпроводника. В периодической таблице элементов (рис. 3) известные в настоящее время сверхпроводники обведены рамкой, а под символом элемента приведена температура его перехода.

До сих пор нет окончательной ясности относительно гафния, но для настоящей статьи это не имеет существенного значения.

Интересно отметить, что среди элементов первой группы нет ни одного сверхпроводника. На первый взгляд могло бы показаться, что больше всего сверхпроводников должно быть именно среди металлов с наибольшей электрической проводимостью, т. е. с наибольшим количеством свободных электронов. Однако мы видим, что это не так. Наоборот, возникновению сверхпроводимости благоприятствует более сильное взаимодействие между электронами проводимости и решеткой.

Вернемся к $H-T$ -кривым, приведенным на рис. 2, и посмотрим, не могут ли эти кривые рассматриваться в качестве фазовых диаграмм, аналогичных кривым парообразования, плавления и сублимации на диаграмме давление — температура. Для ответа на этот вопрос рассмотрим сначала классическую связь между электропроводностью и магнитным полем и выясним, что происходит с металлом, когда его проводимость повышается и он становится идеальным проводником. Одно из уравнений поля имеет вид:

$$c \operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (1)$$

Из закона Ома следует, что $\mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma$, где \mathbf{j} — плотность тока и σ — электропроводность металла. Когда электрическое сопротивление стремится к нулю, σ стремится к бесконечности и напряженность электрического поля \mathbf{E} стремится к нулю. Поэтому в пределе нулевого сопротивления $\frac{d\mathbf{B}}{dt} = 0$, т. е. магнитная индукция $\mathbf{B} = \text{const}$. Некоторые следствия из этого вывода представлены на рис. 4. На рис. 4, а мы видим металлический цилиндр в поперечном магнитном поле при температуре выше точки, соответствующей переходу в состояние идеальной проводимости. Магнитная проницаемость образца практически равна единице. Проницаемость сохраняет это значение и при снижении температуры ниже критической (рис. 4, а). Наконец, на рис. 4, б изображена ситуация, возникающая при выключении магнитного поля. Если индукция \mathbf{B} остается постоянной, то

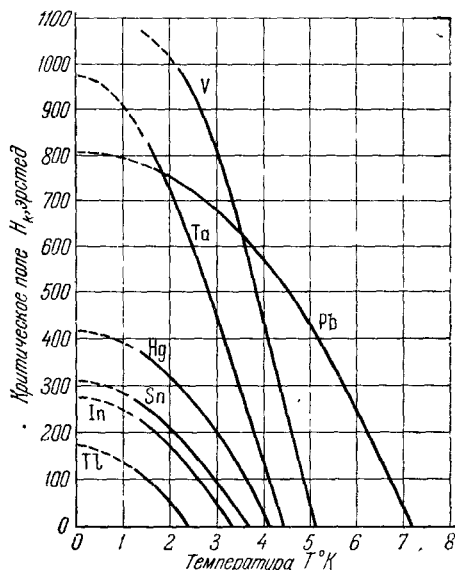


Рис. 2. Зависимость критического поля от температуры для некоторых сверхпроводников.

поле в образце образуется токами, индуцированными в результате изменения внешнего поля. Отсюда можно сделать странные выводы,

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII		
1	1 H							2 He		
2	3 Li	4 Be	5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne		
3	11 Na	12 Mg	13 Al 1,197°	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar		
4	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti 0,39°	23 V 4,89°	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni
	29 Cu	30 Zn 0,93°	31 Ga 1,10°	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr		
5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr 0,55°	41 Nb 8,9°	42 Mo	43 Tc 11,2°	44 Ru 0,47°	45 Rh 0,9°	46 Pd
	47 Ag	48 Cd 0,56°	49 In 3,40°	50 Sn 3,74°	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe		
6	55 Cs	56 Ba	57 La 4,8-5,8°	72 Hf 0,37°	73 Ta 4,38°	74 W	75 Re 1,70°	76 Os 0,71°	77 Ir	78 Pt
	79 Au	80 Hg 4,16°	81 Tl 2,39°	82 Pb 7,22°	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn		
7	87 Fr	88 Ra	89 Ac	90 Th 1,37°	91 Pa	92 U 1,1°	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm

Рис. 3. Расположение сверхпроводников в периодической таблице.
Нижняя цифра в каждом квадрате означает температуру перехода ²⁶.

которые проясняются при рассмотрении состояний, изображенных на рис. 5.

В случае *I* образец сначала был охлажден ниже температуры перехода, а затем помещен в магнитное поле. Из предположения, что *B* не может

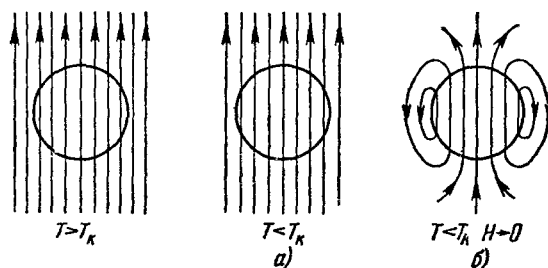


Рис. 4. Поведение идеального проводника после перехода в состояние идеальной проводимости (а) и после выключения поля (б).

изменяться, следует, что значение *B* внутри цилиндра остается равным нулю. Если же цилиндр находился в магнитном поле до того, как был охлажден ниже его критической температуры, то индукция *B* будет сохранять свое первоначальное значение. Таким образом, конечное состояние зависит от того, каким путем это состояние было достигнуто. Иными словами, внутреннее состояние

определяется не только внешними значениями *H* и *T*, но также и историей образца.
Состояние бесконечной проводимости не является поэтому состоянием теплового равновесия, так как одни и те же внешние условия не приводят однозначно к одному и тому же внутреннему состоянию.

Таким образом, обратимые законы термодинамики можно применять к металлам только при допущении, что сверхпроводимость — нечто большее, чем просто состояние бесконечной проводимости.

Несмотря на это сверхпроводимость считалась просто бесконечной проводимостью вплоть до 1932 г., когда Рутгерс, Гортер и Казимир обнаружили, что термодинамические соотношения между теплоемкостью и магнитным полем находятся в согласии с экспериментальными данными. Таким образом, стало ясно, что сверхпроводник и металл с бесконечной проводимостью отличаются друг от друга.

В связи с этим Мейснер и Оксенфельд начали исследования магнитных свойств сверхпроводников и обнаружили неожиданный факт, что истинное состояние сверхпроводимости определяется условием $\mathbf{B}=0$, а не $\mathbf{B}=\text{const.}$ Это условие изображено графически на рис. 6 (ср. с рис. 4). Такое вытеснение магнитного потока в сверхпроводящем состоянии характеризуется термином «идеальный диамагнетизм».

Таким образом, как только сверхпроводник охлаждается ниже температуры перехода, поле из него вытесняется, и $\mathbf{B}=0$. Необходимо, однако, отметить, что это уравнение выполняется только при условии, если поле меньше критического. Следовательно, кривые $H-T$ суть линии, отделяющие состояния сверхпроводника с полем в нем, равным нулю, от состояний, отвечающих свойствам обычных металлов (где проницаемость практически равна единице). Бо-

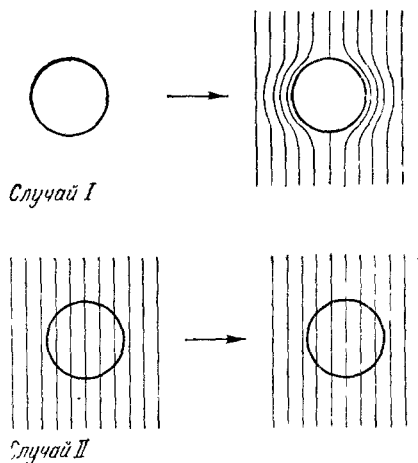


Рис. 5. Зависимость внутреннего состояния идеального проводника от способа включения внешнего поля. Случай I: образец сначала охлажден ниже температуры перехода и затем помещен в магнитное поле. Случай II: образец помещен в магнитное поле в своем нормальном состоянии и затем охлажден ниже температуры перехода.

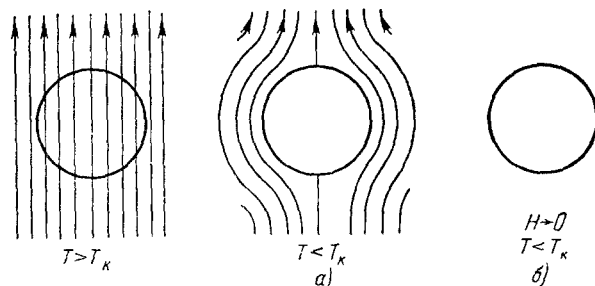


Рис. 6. Эффект Мейснера — Оксенфельда. Вытеснение магнитного поля из сверхпроводника ($\mathbf{B}=0$) в магнитном поле, меньшем критического (а); картина после выключения внешнего поля (б).

лее того, переход сверхпроводника в нормальное состояние обратим, и соответственно кривые $H(T)$ образуют фазовые диаграммы в обычном термодинамическом смысле.

Уместно теперь остановиться более подробно на самом фазовом переходе. Эксперименты показывают, что переход, вызванный магнитным полем, связан с поглощением скрытого тепла, т. е. при изотермическом

переходе в нормальное состояние поглощается некоторое количество тепла, аналогично тому, как это имеет место при плавлении. Если же переход обусловлен повышением или понижением температуры в нулевом поле, то он не сопровождается выделением или поглощением тепла. Таким образом, при сверхпроводящем переходе в нулевом поле изменения энтропии не происходит. Согласно эксперименту, при этом переходе не происходит и изменение объема. Эти два условия (постоянство энтропии и постоянство объема) отвечают фазовому переходу второго рода, и поэтому, согласно законам термодинамики, при сверхпроводящем переходе в нулевом поле должен иметь место скачок теплоемкости.

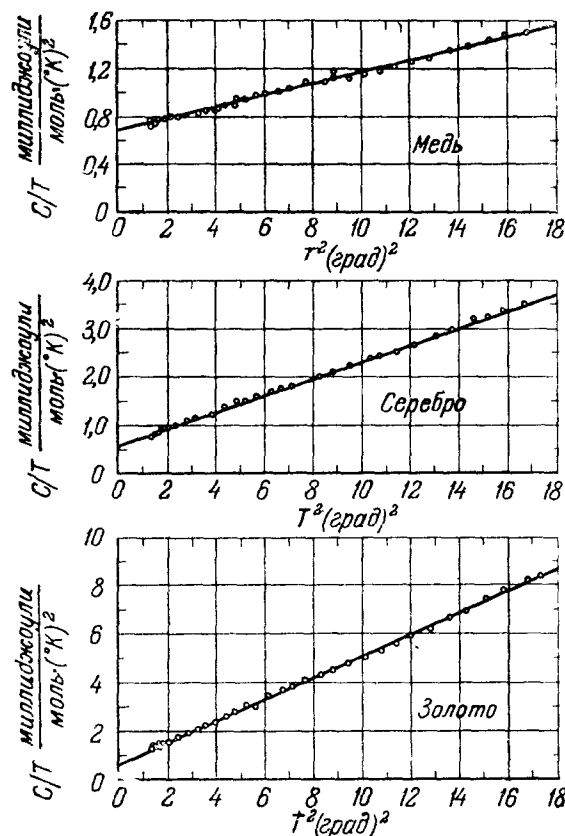


Рис. 7. Зависимость C/T от T^2 для меди, серебра и золота (см. ¹³).

димости на атом и от температуры Ферми, Θ — температура Дебая.

Если записать уравнение (2) в форме

$$\frac{C_n}{T} = \gamma + \left(\frac{464}{\Theta^3} \right) T^2, \quad (3)$$

то в координатах C_n/T и T^2 оно изображается прямой линией. Эта линия отсекает на оси ординат отрезок, равный γ , а ее наклон равен $464/\Theta^3$. Если температура достаточно низка, уравнение (3) хорошо согласуется с экспериментальными данными. На рис. 7 приведены соответствующие типичные кривые для Cu, Ag и Au. Аналогичными свойствами обладает сверхпроводник в нормальном состоянии, т. е. после разрушения сверхпроводимости магнитным полем металл имеет обычные свойства.

Первоначально, на основе неполных данных, считалось, что теплоемкость в сверхпроводящем состоянии C_s изменяется по закону T^3 . Если $C_s \sim T^3$, то можно считать, что теплоемкость обусловлена только колебаниями решетки. Это означает, что: а) исчезает электронная тепло-

емкости.

Прежде чем перейти к исследованию этого скачка теплоемкости, целесообразно кратко остановиться на температурной зависимости теплоемкости обычных металлов при низких температурах. Эта зависимость определяется хорошо известным уравнением Дебая—Зоммерфельда:

$$C_n = \gamma T + \left(\frac{464}{\Theta^3} \right) T^3, \quad (2)$$

где первый член справа — вклад электронов проводимости, а второй член определяется теплоемкостью решетки. Постоянная γ зависит от числа электронов прово-

емкость и б) в силу наличия скачка теплоемкости при $T=T_K$, наклон линии теплоемкости должен измениться, что отвечает другому значению Θ и другому спектру колебаний решетки.

Одним из очень ранних исследований сверхпроводимости в Лейдене (1924 г.) было изучение⁵ дифракции рентгеновских лучей на свинце выше и ниже температуры перехода. При этом было найдено, что расстояния между спектральными линиями не изменяются — это указывает на отсутствие изменений в кристаллической решетке. Тщательного исследования изменения интенсивности спектральных линий проведено не было, однако было отмечено, что линии приблизительно остаются без изменений. Таким образом, казалось, что распределение электронов в основном не изменяется. В свете многочисленных повторных экспериментов, имеющих важное значение для понимания сверхпроводимости, нам кажется весьма удивительным, что никто не повторил вышеприведенных опытов.

Недавно Уилкинсон и др.⁶ произвели аналогичные исследования с целью выяснить, отличается ли дебаевская температура выше и ниже температуры перехода. В этих экспериментах порошок изучаемого сверхпроводника облучался пучком нейтронов (рис. 8). Появление или исчезновение сверхпроводимости контролировалось с помощью измерения взаимной индукции первичной и вторичной обмоток катушки вокруг образца. Всякое изменение Θ определялось из изменения интенсивности рассеяния нейтронов, которая была пропорциональна множителю $\exp(-2W)$, где

$$W = \frac{6h^2}{mk\Theta} \left(\frac{\varphi(x)}{x} + \frac{1}{4} \right) \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}. \quad (4)$$

Здесь $x = \Theta/T$, $\varphi(x)$ — функция Дебая, m — масса атома, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, θ — угол рассеяния и λ — эффективная длина волны нейтрона. Для образцов из ванадия, свинца и ниобия не было обнаружено никаких изменений ни в спектре рассеяния нейтронов, ни в диффузном фоне. Сказанное совершенно очевидно из рис. 9, на котором показана картина дифракции для ванадия.

В результате этих исследований, а также на основании других данных можно заключить, что сверхпроводящий фазовый переход не связан ни с изменением размеров или колебаний решетки, ни с заметными изменениями конфигурации электронов. В силу этих негативных результатов возник, естественно, вопрос, связана ли сверхпроводимость с током электронов проводимости. Для ответа на этот вопрос были проведены измерения гиромангнитного отношения для сверхпроводника методом Эйнштейна — де Гааза. Эти измерения были проведены сначала в СССР Кикоиным и Губарем⁷, а позже Праем и др.⁸. Результаты обоих экспериментов полностью совпали и дали величину, соответствующую орбитальным электронам.

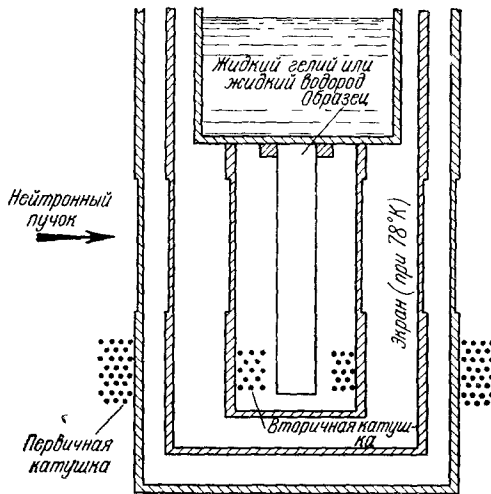


Рис. 8. Схема экспериментальной установки для изучения рассеяния нейтронов на сверхпроводниках (см.⁶).

Выше отмечалось, что отсутствие сверхпроводников среди металлов первой группы указывает на то, что сильное взаимодействие между

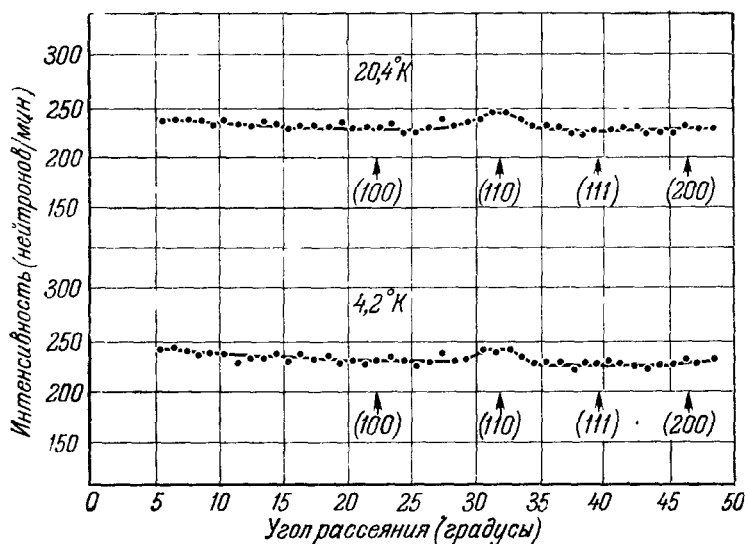


Рис. 9. Дифракция нейтронов на ванадии при $4,2^{\circ}\text{K}$ и $20,4^{\circ}\text{K}$ (см. ⁶).

электронами и решеткой, по-видимому, способствует появлению сверхпроводимости.

Первым экспериментальным подтверждением этого вывода послужило открытие в 1950 г. Максвеллом⁹, а также Рейнольдсом и др.¹⁰ «изотопи-

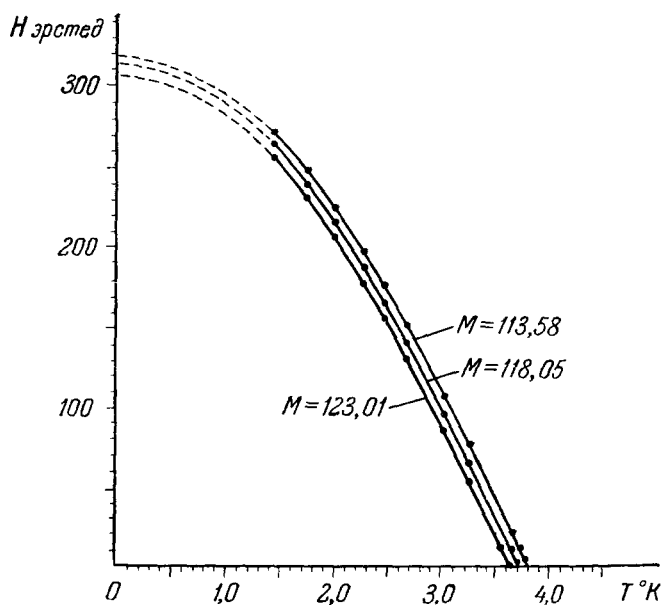


Рис. 10. Критические поля для изотопов олова (см. ⁹).

ческого эффекта». Их исследования со всей очевидностью показали, что температура перехода зависит от массы изотопа данного вещества, а именно, чем больше масса изотопа, тем ниже температура перехода (см. рис. 10,

на котором приведены результаты экспериментов для трех изотопов олова).

Последующие исследования показали, что зависимость температуры перехода от массы изотопа удовлетворяет соотношению $M^{1/2} T = \text{const}$ (рис. 11). Открытие изотопического эффекта имело исключительно важное значение для теории, так как стало очевидным, что сильное взаимодействие электронов с решеткой имеет фундаментальное значение для явления сверхпроводимости. В этой связи интересно отметить, что теория сверхпроводимости Фрелиха¹¹, основанная на учете взаимодействия электронов и решетки, появилась одновременно с этими экспериментами и независимо предсказала изотопический эффект и соотношение $M^{1/2} T = \text{const}$.

Другие эксперименты также указывают на существенное значение решетки при определении свойств сверхпроводника. В 1954 г. при исследовании теплоемкости лантана нами было обнаружено, что в этом случае сверхпроводящий переход, в отличие от всех других чистых элементов — сверхпроводников, происходит в два приема (рис. 12). Если учесть, что лантан состоит из смеси двух кристаллических фаз — плотноупакованной гексагональной и гранецентрированной кубической, — этот результат не выглядит странным. Мы наблюдаем, очевидно, два независимых сверхпроводящих перехода, отвечающих упомянутым кристаллическим модификациям.

С целью проверки этой гипотезы образцы лантана были подвергнуты термообработке, которая сильно увеличила количество вещества с кубической гранецентрированной решеткой. В результате «высота перехода» при 5,9° К увеличилась, а при 4,8° К пропорционально уменьшилась. Это подтвердило гипотезу о разных переходах для каждой модификации, а также снова указало на большую роль решетки при определении температуры перехода.

С целью получения дополнительных сведений вернемся к рассмотрению измерений теплоемкости. На рис. 13 приведены результаты измерений теплоемкости Nb, проведенных в нашей лаборатории несколько лет тому назад. Можно ясно видеть резкий скачок при температуре перехода в соответствие с законами термодинамики. Увеличение теплоемкости при переходе в сверхпроводящее состояние часто казалось странным, но с точки зрения особенностей перехода второго рода оно может быть объяснено следующим образом.

В соответствии с экспериментами, указывающими на то, что дебаевская температура Θ не меняется в результате перехода, можно предположить, что, несмотря на приближенное выполнение закона T^3 , и решетка, и электроны вносят вклад в теплоемкость сверхпроводящей фазы, причем поведение решетки не отличается от ее поведения в нормальной фазе.

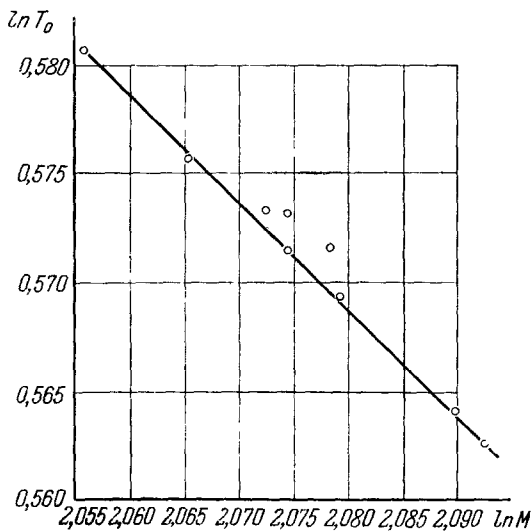


Рис. 11. Соотношение $M^{1/2} T = \text{const}$ (прямая линия) для образцов олова с различной массой изотопов (см. 28).

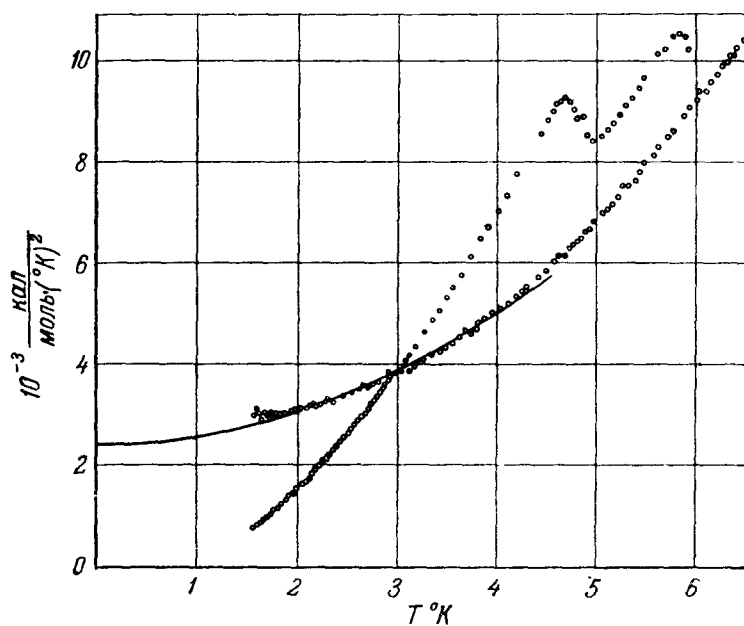


Рис. 12. Зависимость C/T от T для лантана (Берман, Земацкий и Бурз).

Сплошная линия: в нормальном состоянии $C_N = 0,021T + 464 \left(\frac{T}{254} \right)^3$,
в сверхпроводящем состоянии $C_S = 464 \left(\frac{T}{161} \right)^3$.

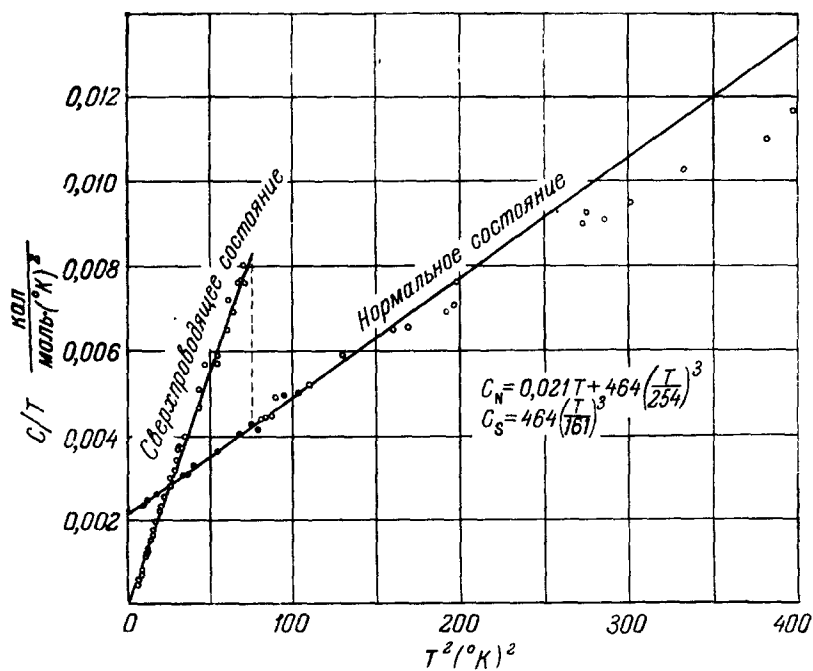


Рис. 13. Зависимость C/T от T^2 для ниобия (Броди, Земацкий и Бурз).

● — в магнитном поле, ○ — без магнитного поля.

Если принять «двухжидкостную» модель, в которой нормальные электроны образуют одну жидкость, а сверхпроводящие — другую, то можно предположить, что при всех не равных нулю температурах ниже T_K присутствуют обе жидкости. При приближении температуры к абсолютному нулю все большее и большее количество электронов переходит в сверхпроводящую фазу, и при абсолютном нуле все электроны становятся сверхпроводящими. Теперь предположим, что при некоторой температуре между 0°K и T_K к сверхпроводнику подводится тепло. Часть сообщаемой энергии используется на возбуждение электронов и их перевод из сверхпроводящей в нормальную фазу (создается равновесное количество «нормальных электронов», соответствующее новой температуре). Оставшаяся часть подведенной энергии повышает энергию нормальных электронов до значения, отвечающего увеличенной температуре.

Отметим, что эти предположения находятся в согласии с кривыми $H(T)$, и поэтому разница в энергии на один моль между нормальной и сверхпроводящей фазами при любой температуре T будет равна $VH_T^2 / 8\pi$, где V — молярный объем.

Наиболее характерными, безусловно, являются данные об электронной теплоемкости в сверхпроводящем состоянии C_{es} , равной разности между полной теплоемкостью в сверхпроводящем состоянии C и теплоемкостью решетки C_L . Фактически, удобнее относить C_{es} к γT_K — величине электронной теплоемкости в нормальном состоянии при температуре перехода. В соответствии с этим электронная теплоемкость сверхпроводящего металла будет характеризоваться отношением $C_{es} / \gamma T_K$. Для сравнения парных сверхпроводников это отношение будет строиться на графике в зависимости от «приведенной» температуры $t = T/T_K$ или от обратной величины. Если все кривые $C_{es} / \gamma T_K$ в зависимости от t для разных сверхпроводников идентичны, то можно считать, что для сверхпроводников имеет место «закон соответственных состояний».

Если C_s меняется как T^3 , тогда C_e также будет меняться как T^3 или как куб приведенной температуры t , поскольку теплоемкость решетки C_L пропорциональна T^3 . Измерения, проведенные в нашей лаборатории, не подтвердили экспериментально изменений по закону t^3 . Исходя из этого, мы рассмотрели закон соответственных состояний, предложенный Коппе¹² на основе теории сверхпроводимости Гейзенберга. Несмотря на лучшее совпадение теории с опытом, и в этом случае оставались различия, превышающие ошибку эксперимента. На основе модели с энергетической щелью можно ожидать экспоненциальной зависимости теплоемкости. Данные, подтверждающие экспоненциальное изменение теплоемкости с температурой, впервые были получены Кораком и др.¹³ из измерений на ванадии.

Графики для ряда измерений теплоемкости приведены на рис. 14. Можно видеть, что кривая

$$\frac{C_{es}}{\gamma T_K} = ae^{\frac{-bT_K}{T}} \quad (5)$$

совпадает с экспериментальными точками с высокой степенью точности, за исключением области близки $T_K/T=1$. На основании последующих исследований для ванадия были получены значения $a=9,17$ и $b=1,50$. Эти значения справедливы также для олова. Данные по ниобию, полученные в нашей лаборатории, дали хорошее согласие с экспоненциальным законом, но при других значениях a и b .

В более поздней работе Гудманом¹⁴ были проведены измерения на алюминии, олове и ванадии вплоть до значений приведенной температуры, близких к 0,1; сверхнизкие температуры достигались с помощью метода

адиабатического размагничивания. Результаты приведены на рис. 15, где экспонента представлена прямой линией. За исключением ванадия, экспериментальные точки на эту линию не ложатся. Возможно, что делать выводы о справедливости или несправедливости экспоненциального закона еще преждевременно. Однако применимость закона соответственных состояний кажется менее вероятной.

Остановимся на уравнениях электродинамики сверхпроводников, сформулированных Ф. и Г. Лондонами¹⁵. Эти уравнения основаны на

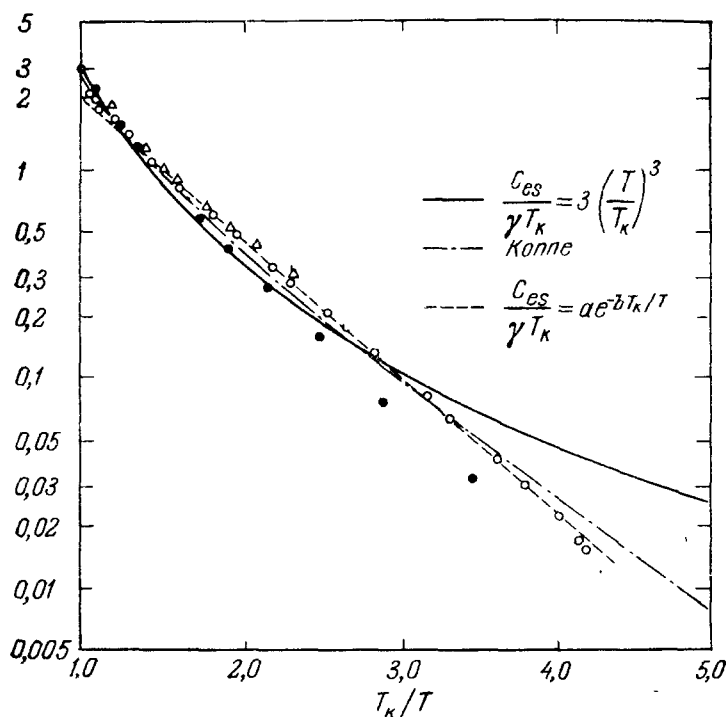


Рис. 14. Температурная зависимость электронной теплоемкости сверхпроводящего ванадия и ниобия (см. 13).
 Δ — ванадий, \bullet — ниобий.

двухжидкостной модели, в которой плотность тока сверхпроводящих электронов характеризуется вектором \mathbf{j}_s , а плотность тока нормальных электронов — вектором \mathbf{j}_n .

Полная плотность тока равна сумме этих двух

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_s, \quad (6)$$

причем \mathbf{j}_n подчиняется закону Ома

$$\mathbf{j}_n = \sigma \mathbf{E}. \quad (7)$$

Уравнения, характеризующие сверхпроводник в статическом, электрическом и магнитном полях \mathbf{E} и \mathbf{H} , имеют вид:

$$\mathbf{E} = 0, \quad (8)$$

$$c \operatorname{rot} \mathbf{A} \mathbf{j}_s = -\mathbf{H}, \quad (9)$$

$$c \operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}_s, \quad (10)$$

где Λ — константа, характерная для каждого сверхпроводника. Из уравнений (9) и (10) следует, что

$$\Delta H = \frac{H}{\lambda^2}, \quad (11)$$

$$\Delta j_s = \frac{j_s}{\lambda^2}, \quad (12)$$

где $\lambda^2 = mc^2/4\pi n_s e^2$, m — эффективная масса электрона, c — скорость света,

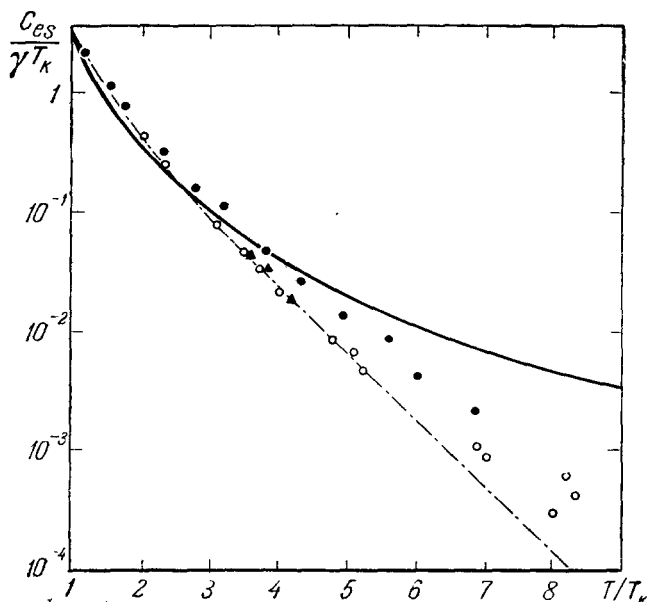


Рис. 15. Зависимость приведенной электронной теплоемкости в сверхпроводящем состоянии от приведенной температуры алюминия, олова и ванадия (см. 14).

— $3 \left(\frac{T}{T_K} \right)^3$, — — Гейзенберг—Коппе, ● — алюминий, ○ — оло-
во, ▲ — ванадий.

n_s — плотность сверхпроводящих электронов и e — заряд электрона. Постоянные λ и Λ связаны соотношением $\lambda^2 = \Lambda c^2/4\pi$.

Рассмотрим, например, случай, в котором магнитное поле параллельно бесконечной плоской поверхности массивного образца металла. Решение уравнений (11) и (12) показывает, что поле и ток экспоненциально убывают с удалением от поверхности в глубь образца, причем падение в e раз происходит на расстоянии, равном λ . Длину λ называют глубиной проникновения. Принимая разумные значения для постоянных, получаем $\lambda \cong 10^{-6}$ см.

Предсказания теории Лондонов впервые были проверены Шенбергом^{16,17} в 1939 г. с помощью измерения восприимчивости ртутных коллоидов и ртутных проволочек. Коллоиды состояли из мелких ртутных шариков диаметром от 10^{-5} до 10^{-6} см, а проволочки имели диаметр порядка 10^{-3} см. Определенная Шенбергом глубина проникновения по порядку величины совпадала с предсказанной теоретически. Эти и последующие эксперименты показали, что глубина проникновения зависит

от температуры следующим образом:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{(1-t^4)^{1/2}}, \quad (13)$$

где λ и t — использованные выше величины, λ_0 — глубина проникновения при абсолютном нуле. Уравнение для λ можно записать в виде

$$\lambda^2 n_s = \text{const.} \quad (14)$$

Тогда

$$n_s \sim (1-t^4). \quad (15)$$

Следовательно, число сверхпроводящих электронов равно нулю при $T = T_K$ и достигает максимального значения при абсолютном нуле. После этого краткого резюме старых работ обсудим результаты некоторых недавних исследований высокочастотного сопротивления сверхпроводников.

Теория Лондонов в более общем виде, с учетом переменного поля, приводит к следующему соотношению между нормальной и сверхпроводящей плотностями тока:

$$\left| \frac{j_n}{j_s} \right| = \left(\frac{\lambda}{\delta} \right)^2, \quad (16)$$

где $\delta = c/(4\pi^2 f \sigma)^{1/2}$ — толщина «скин-слоя» для обычного проводника при высоких частотах и f — частота приложенного поля. Электропроводность σ в данных условиях является сложным понятием, но для целей нашего качественного рассмотрения можно использовать ее обычное низкочастотное значение. Очевидно, что если при «низких» частотах $\delta \gg \lambda$, то $j_n \gg j_s$. Следовательно, при «низких» частотах (фактически до частот порядка 10 Мгц) сверхпроводящий переход происходит так же, как и при постоянном токе, т. е. сопротивление резко спадает до нуля при температуре перехода. При очень высоких частотах, таких, как инфракрасные и оптические частоты, $\delta \ll \lambda$ и, следовательно, $j_n \gg j_s$. Таким образом, в этой области металлы должны вести себя, как обычный проводник, и сверхпроводимость возникнуть не может. Именно это и наблюдается экспериментально. Например, отражение или поглощение инфракрасного излучения одинаково для обеих фаз — нормальной и сверхпроводящей.

Хотя на основании уравнения (16) можно предсказать свойства сверхпроводника при высоких, низких и нулевых частотах, нужны были детальные экспериментальные и теоретические исследования для получения детальной информации о свойствах λ , δ , j_n и j_s . Первые эксперименты, указывающие на наличие нормальных токов в сверхпроводнике, были проведены Г. Лондоном¹⁸. Он наблюдал выделение джоулева тепла в сверхпроводящем олове на частоте 15 000 Мгц. Спустя некоторое время Максвелл и др.¹⁹, а также Гребенкемпер и Хаген²⁰ исследовали сверхпроводящее олово, используя резонансную микроволновую методику. Наиболее обширные исследования высокочастотного сопротивления были проведены Пиппардом²¹ и его сотрудниками. Их результаты внесли существенную ясность в изучаемый вопрос, а также имели большое значение для проблемы сверхпроводимости в целом.

Независимо от специфики методов измерения результаты принято выражать в виде графической зависимости R/R_n от приведенной температуры $t = T/T_K$ (R/R_n есть отношение сопротивления при какой-либо температуре ниже перехода к сопротивлению выше точки перехода в непосредственной близости к ней)

На рис. 16 приведены некоторые результаты высокочастотных измерений разных авторов. Кривая (а) соответствует очень низким частотам или постоянному току, кривая (б) — длине волн в 25 см (1200 МГц), кривая (в) — длине волн в 3 см (10 000 МГц), кривая (г) — длине волн в 1,25 см (2400 МГц), кривая (д) — длине волн, равной 0,8 см (37 500 МГц), и, наконец, кривая (е) — инфракрасному излучению с длиной волны, равной 14 мк. Из приведенных на рис. 16 кривых невозможно оценить значения R/R_n при абсолютном нуле, но экстраполяция (с введением соответствующих поправок) всех таких кривых (конечно, кроме кривой для инфракрасного излучения) дает, по-видимому, при абсолютном нуле отношение R/R_n , равное нулю. Этот результат подтверждает гипотезу о том, что при абсолютном нуле в металле нет нормальных электронов.

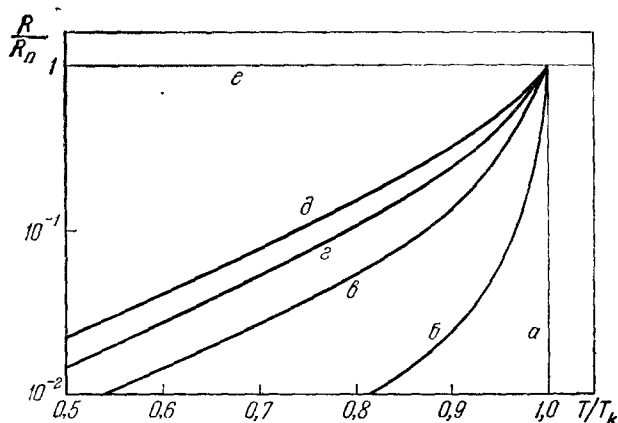


Рис. 16. Зависимость R/R_n от t при различных частотах для олова.

В теории БКШ разница энергии между сверхпроводящими и нормальными электронами при абсолютном нуле оказывается равной $3,5 kT_k$. Следовательно, если микроволновый квант, удовлетворяющий соотношению

$$\hbar\omega = 3,5kT_k, \quad (17)$$

падает на поверхность сверхпроводника, то он может поглотиться, вызывая переход электронов в нормальное состояние. В результате на частотах $\omega > \frac{3,5kT_k}{\hbar}$ сопротивление будет сохраняться до самых низких температур. Препятствием к выполнению такого эксперимента является необходимость использования очень коротких волн; для олова длина волны должна быть лишь несколько более 1 мм.

Теория БКШ предсказывает, однако, что энергетическая щель должна зависеть от температуры и снижаться до нуля с приближением к T_k . В результате при более высоких температурах будут поглощаться более низкие частоты и уже на частотах, лишь в несколько раз больших kT_k , можно ожидать нормальной проводимости (см. кривую (е) на рис. 16).

Сказанное было подтверждено экспериментально сначала Блевинсом и др.²², а затем Бьонди и др.²³. Их результаты, однако, несколько отличаются друг от друга (рис. 17). Так, Блевинс обнаружил снижение температуры перехода с ростом частоты, а также довольно медленное падение R/R_n с уменьшением t . В то же время Бьонди не обнаружил изменения температуры перехода, а его кривая R/R_n значительно круче падает с изменением t . В настоящее время это различие в результатах еще не объяснено.

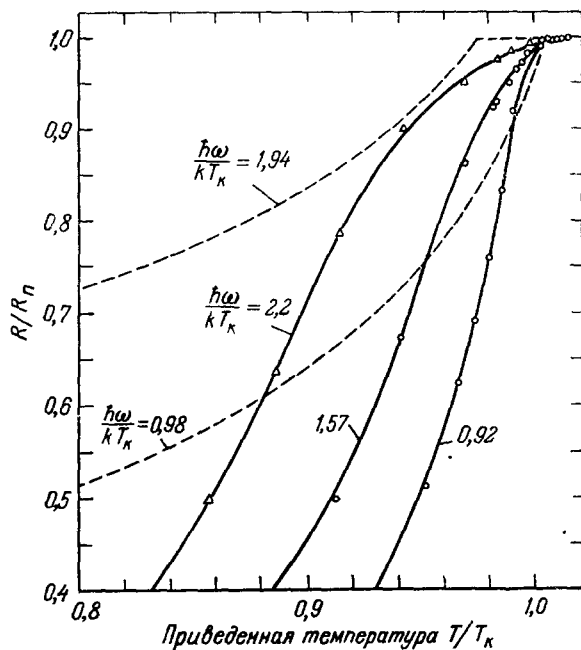


Рис. 17. Зависимость R/R_n от t при различных

значениях $\frac{\hbar\omega}{kT_K}$ для олова (см. 23).

Пунктир—данные работы 22.

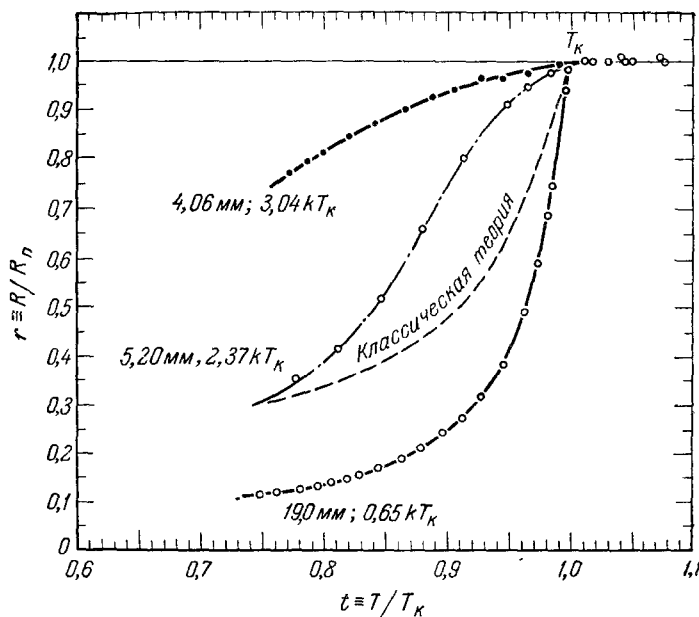


Рис. 18. Зависимость R/R_n от t для алюминия на длинах волн 19,0 мм, 5,20 мм и 4,06 мм (см. 24).

Бьонди и др.²⁴ исследовали также алюминий на длине волн 4,06 м.м. Эта длина волны для алюминия соответствует значению $\hbar\omega = 3,04 kT_K$. Результаты исследований представлены верхней кривой на рис. 18, которая, как и следовало ожидать, еще ближе приблизилась к оптической линии (ϵ) на рис. 16. Но разница между этими двумя кривыми все же достаточно велика и может вызвать сомнения в правильности теоретического значения $3,5 kT_K$. Эти сомнения частично были устранены экспериментом Морзе и Бома²⁵, которые исследовали поглощение ультразвука в сверхпроводящем олове и индии. Их результаты находятся в хорошем согласии с теоретическим значением для энергетической щели при абсолютном нуле.

В заключение мы можем сказать, что если все предсказания теории, которая излагается в статье Л. Купера, так же хорошо согласуются с опытом, как в случае высокочастотного сопротивления сверхпроводников, то сделан большой шаг на пути понимания одной из наиболее сложных и неясных проблем физики первой половины нашего века.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА *)

1. M. Kamerlingh-Onnes, Leiden Comm. 122b, 124c (1911).
2. W. Meissner and R. Ochsenfeld, Naturwiss. 21, 787 (1933).
3. F. London and H. London, Physica 3, 458 (1936).
4. J. Bardeen, N. L. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
5. W. H. Keesom, Rapp. Discussion 4-e Congr. Phys. Solvay 1924, стр. 289.
6. M. K. Wilkinson, C. G. Shull, L. D. Roberts and S. Bernstein, Phys. Rev. 97, 889 (1955).
7. И. К. Кикоин и С. В. Губарь, J. Phys. USSR 3, 333 (1940).
8. R. H. Pru, A. L. Lathrop and W. V. Houston, Phys. Rev. 86, 905 (1952).
9. E. Maxwell, Phys. Rev. 78, 477 (1950).
10. C. A. Reynolds, B. Serin, W. H. Wright and L. B. Nesbitt, Phys. Rev. 78, 487 (1950).
11. H. Fröhlich, Phys. Rev. 79, 845 (1950).
12. H. Koppe, Ann. Phys. 1, 405 (1947).
13. W. S. Corak, B. B. Goodman, C. B. Satterthwaite and A. Wexler, Phys. Rev. 96, 1442 (1954).
14. B. B. Goodman, Compt. rend. 244, 2901 (1957).
15. F. London, Superfluids, vol. I, New York, 1950.
16. D. Shoenberg, Nature 143, 434 (1939).
17. D. Shoenberg, Proc. Roy. Soc. (London) A175, 49 (1940).
18. H. London, Proc. Roy. Soc. (London) A176, 522 (1940).
19. E. Maxwell, P. M. Marcus and I. S. Slater, Phys. Rev. 76, 1332 (1949).
20. C. J. Grebenkemper and J. P. Hagen, Phys. Rev. 86, 673 (1952).
21. A. B. Pippard, Metallic Conduction at High Frequencies and Low Temperatures, Advances in Electronics and Electron Physics, vol. VI, New York, 1956, стр. 1.
22. G. S. Blevins, W. Gordy and W. M. Fairbank, Phys. Rev. 100, 1215 (1955).
23. M. A. Biondi, A. T. Forrester and M. P. Garfunkel, Phys. Rev. 108, 497 (1957).
24. M. A. Biondi, M. P. Garfunkel and A. O. McCoubrey, Phys. Rev. 108, 495 (1957).
25. R. W. Morse and H. V. Bohm, Phys. Rev. 108, 1094 (1957).
26. M. W. Zemansky, Heat and Thermodynamics, New York, 1957, fourth edition.
- 27*. Д. Шенберг, Сверхпроводимость, М., ИЛ, 1955.
- 28*. Сб. «Физика низких температур». Под ред. А. П. Шальникова (перевод двух томов «Handbuch der Physik»). М., ИЛ, 1959.

*) Звездочкой отмечена литература, добавленная переводчиком.

