

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

В. Л. ГИНЗБУРГ

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК ССР

МОСКВА · 1946 · ЛЕНИНГРАД

А К А Д Е М И Я Н А У К С О Ю З А С С Р

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

В. Л. ГИНЗБУРГ

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

И З Д А Т Е Л Ь С Т В О А К А Д Е М И И Н А У К С С Р

М О С К В А 1 9 4 6 Л Е Н И Н Г Р А Д

Под общей редакцией Комиссии АН СССР
по изданию научно-популярной литературы.

Председатель Комиссии Президент Академии Наук СССР
академик *С. И. ВАВИЛОВ*

Зам. председателя член-корреспондент АН СССР
П. Ф. ЮДИН

Ответственный редактор проф. Л. Д. Ландау

ПРЕДИСЛОВИЕ

За последние 10—15 лет в области экспериментального и теоретического изучения сверхпроводимости достигнуты большие успехи, которые лишь частично и довольно неполно отражены в существующей обзорной литературе. Поэтому широкие круги физиков практически не имеют возможности получить представление о состоянии вопроса без ознакомления с оригинальными работами, в результате чего в настоящее время еще весьма распространены неверные сведения о сверхпроводимости и ее природе.

Предлагаемая книга имеет своей целью способствовать заполнению этого пробела. Она ни в коей мере не претендует на полноту; основное внимание в ней обращено на ознакомление с общей картиной сверхпроводимости и важнейшими явлениями, протекающими в возможно более простых условиях. Поскольку я стремился также к изложению теории сверхпроводимости (здесь в первую очередь идет речь о феноменологической теории), в ряде случаев изложение не могло быть особенно элементарным и предполагает знание теории электромагнитного поля и векторного анализа. Это не относится, однако, к гл. I и II, в которых изложены основные экспериментальные сведения, а также к части гл. V и VI. Что же касается некоторых параграфов третьей и следующих глав, то читатели, не интересующиеся построением теории, могут их пропустить или просмотреть, обратившись лишь к результатам вычислений.

Я надеюсь, что изложение ряда теоретических вопросов представит интерес и для специалистов. Это относится также

к литературному указателю, который составлен по возможности полно и включает все известные мне работы по сверхпроводимости. Необходимо заметить, что многие из приводимых работ либо сильно устарели, либо просто неверны; эти работы, разумеется, не используются и не упоминаются в тексте книги, но исключить их из списка литературы представлялось неправильным.

Книга была написана во второй половине 1944 г. В начале 1946 г. было написано дополнение в конце книги, а также пополнен список литературы.

В заключение пользуюсь возможностью поблагодарить проф. Л. Д. Ландау за просмотр рукописи и замечания и Н. Е. Алексеевского за обсуждение ряда экспериментальных вопросов.

B. Гинзбург

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии Наук СССР

Г л а в а I

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МЕТАЛЛЫ

§ 1. Введение

Изучение свойств различных веществ при низких температурах, составляющее задачу целой области физики (физики низких температур), привело к обнаружению ряда явлений, не наблюдавшихся при обычных температурах. К ним относятся сверхпроводимость, открытая в 1911 г. Камерлинг-Оннесом (334)*, и сверхтекучесть гелия II, открытая в 1938 г. Капицей (448). Помимо этого, поскольку при низких температурах большинство свойств твердых тел оказывается, с теоретической точки зрения, более простым, чем при высоких температурах, исследования в этой области имеют большой общефизический интерес. Однако ниже мы будем касаться лишь явления сверхпроводимости и отчасти родственного явления сверхтекучести (см. § 24). Все остальные вопросы, в частности вопрос о получении и измерении низких температур, достаточно полно освещены в обзорной литературе (1), к которой мы и отсылаем.

Приведем здесь лишь несколько цифр, определяющих шкалу температур. Абсолютный нуль температуры, т. е. наименьшая возможная температура, при которой тепловое движение в телах отсутствует, соответствует $-273,16^{\circ}$ С. Температура, отсчитываемая от абсолютного нуля, называется абсолютной температурой и измеряется в градусах Кельвина ($^{\circ}$ К); темпе-

* Ссылки типа (334), (448) и т. д. относятся к списку литературы в конце книги.

ратура в градусах Кельвина равна температуре в градусах Цельсия плюс $273,16^{\circ}$. Ниже мы пользуемся исключительно абсолютной температурой, вследствие чего значок К будет обычно опускаться.

В табл. 1 приведены для иллюстрации некоторые важнейшие температурные точки.

Таблица 1.

Температура плавления или кипения некоторых веществ при атмосферном давлении

Вещество	Градусы Кельвина	Характер перехода
Золото	1336	Плавление
Вода	373.16	Кипение
Вода	273.16	Плавление
Кислород	90.18	Кипение
Азот	77.35	Кипение
Водород	20.38	Кипение
Водород	14.04	Плавление
Гелий	4.22	Кипение
Гелий	2.19	λ -точка (переход гелия I в гелий II)

Явление сверхпроводимости наблюдается (за нesущественными исключениями) при температурах меньших 10° ; сверхтекучестью обладает лишь гелий II, т. е. это явление имеет место при температуре ниже 2.19° .

Большой интерес представляет изучение сверхпроводимости, сверхтекучести, обычной проводимости и других явлений при возможно более низких температурах. Здесь, однако, встречаются серьезные трудности. Температура до 0.7° была достигнута путем энергичного испарения гелия при пониженном давлении; более низкие температуры достигаются лишь в результате применения метода адиабатического размагничивания парамагнитных солей. Рекордная, достигнутая таким образом температура составляет 0.0044° (1), (454). Практически, однако, исследование различных свойств вещества при $T < 0.2 - 0.5^{\circ}$ не ведется из-за встречающихся при

этом трудностей. Между тем, нет никаких оснований считать, что в области температур ниже 1° не будут получены важные результаты и открыты новые явления. Напротив, исследования при очень низких температурах, как уже упомянуто, имеют большое принципиальное значение и уже привели к открытию (правда, еще недостаточно подтвержденному) одного существенного эффекта (см. § 23). Нужно думать, что именно область очень низких температур представляет основной интерес с точки зрения дальнейшего прогресса всей физики низких температур.

§ 2. Сопротивление металлов при низких температурах

Электрическое сопротивление металлов падает с понижением температуры и при достаточно низких температурах стремится к некоторому пределу. В количественном отношении изменение сопротивления, при понижении температуры, сильно зависит от материала, его химической чистоты и физического состояния. Однако качественно наблюдается зависимость, схематически изображенная на рис. 1. По оси ординат при этом удобнее откладывать не сопротивление образца R , как это сделано на рис. 1, а отношение сопротивления при температуре T к его сопротивлению R_0 при $273,16^{\circ}\text{K}$, т. е. при 0°C . В отличие от самого сопротивления R , являющегося случайной величиной в том смысле, что оно зависит от длины и сечения исследуемого образца (проводки), отношение R/R_0 характеризует материал образца; температурная зависимость этого отношения поэтому может быть использована с таким же успехом, как температурная зависимость удельного сопротивления, получение которой несколько сложнее. Остаточное сопротивление, указанное на рис. 1, опре-

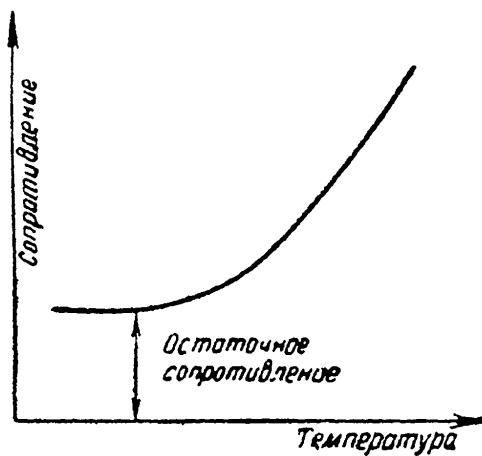


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления металлов.

деляется примесями к исследуемому металлу и присутствующими в нем напряжениями. Чем чище металл и чем меньше напряжения и различные неоднородности, тем меньше остаточное сопротивление. На рис. 2 приведена температурная зависимость сопротивления различных образцов золота; для очень чистых кристаллов золота остаточное сопротивление весьма мало. Кривые рис. 2 могут быть переведены одна в

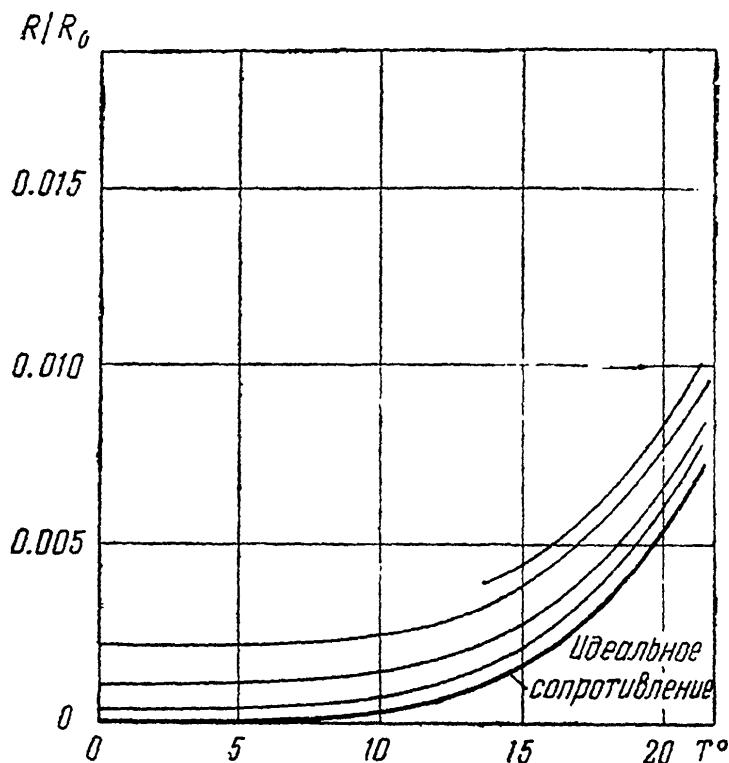


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления различных образцов золота.

другую параллельным переносом, т. е. они отличаются лишь на некоторое, не зависящее от температуры остаточное сопротивление (в этом состоит правило Маттисена). На основании сказанного можно получить кривую температурной зависимости идеально чистого и идеально правильного и не-напряженного металла; в этом случае нужно считать остаточное сопротивление равным нулю и можно говорить об идеальном сопротивлении. Полученная таким образом кривая также указана на рис. 2 и при абсолютном нуле проходит через нуль, т. е. в этой точке $R=0$. Не следует, однако, забывать, что здесь мы имеем далеко идущую экстраполяцию опытных данных, и утверждать, что $R \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$ без

дальнейших опытов нельзя. Об этом еще будет сказано в § 23.

Кривые рис. 1 и 2 типичны для всех нормально проводящих металлов — таковыми являются Au, Cu, Ag и многие другие. Однако, у многих металлов, называемых сверхпроводниками, при низких температурах сопротивление ведет себя иначе, о чем речь будет итти ниже.

В заключение настоящего параграфа укажем лишь основной метод измерения сопротивления при низких температурах. Он состоит в использовании обычной потенциометрической схемы (рис. 3); с ее помощью можно измерять значения R/R_0 большие, чем 10^{-10} ; обычно этого вполне достаточно. Установление существования или отсутствия еще меньших сопротивлений, представляющее интерес при исследовании сверхпроводников, требует других методов (см. § 9).

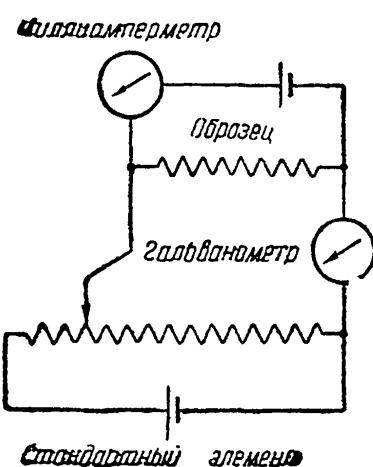


Рис. 3. Потенциометрическая схема для измерения малых сопротивлений.

§ 3. Открытие сверхпроводимости

Успехи техники получения низких температур, достигнутые в конце XIX и начале XX в., позволяли распространить измерение сопротивления на все более и более низкие температуры. Особенно существенным здесь было сжижение (в 1908 г.) К. Оннесом „последнего“ газа — гелия, открывшее новую страницу в физике низких температур. Исследование сопротивления при „гелиевых температурах“ и привело К. Оннеса (в 1911 г.) к открытию сверхпроводимости (334). Измеряя сопротивление чистой ртути, он обнаружил, что при 4.12° (по нашим теперешним сведениям) сопротивление почти мгновенно исчезает, т. е. его температурная зависимость имеет вид, схематически изображенный на рис. 4. (Кривая, К. Оннеса воспроизведена на рис. 5, где приведена оказав-

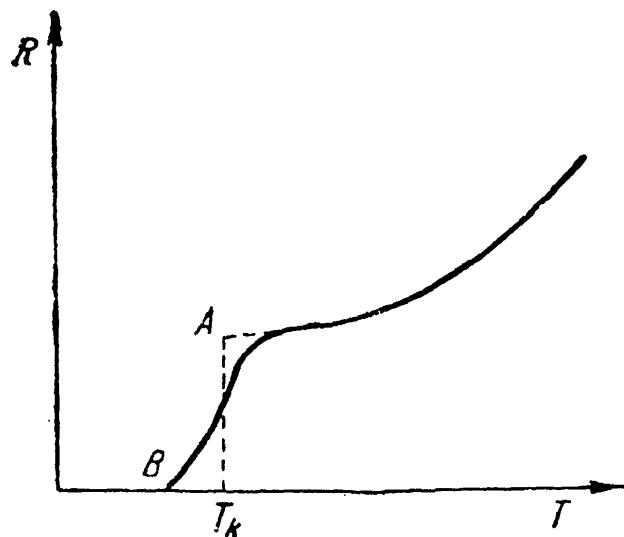


Рис. 4. Изменение сопротивления при возникновении сверхпроводимости.

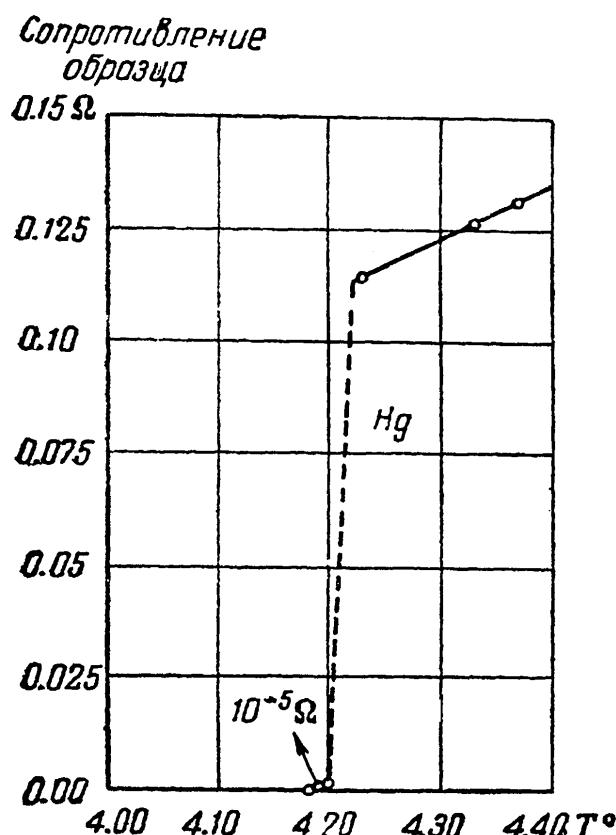


Рис. 5. Возникновение сверхпроводимости ртути по К. Оннесу (1911 г.).

шаяся не вполне точной температурная шкала, использовавшаяся Оннесом.) Детали переходной кривой, т. е. кривой, расположенной между точками A (начало крутого падения R) и B (где R близко к нулю), зависят от состояния металла, в первую очередь, его чистоты. Для очень чистых металлов переходная область крайне мала (на опыте не больше $1/1500^\circ$ (139)) и наступление сверхпроводимости может считаться резким (пунктирная кривая на рис. 4)*. При этом температура перехода, называемая также критической температурой T_c , имеет вполне определенное значение. Если же переходная область относительно широка, то под T_c либо понимают температуру, при которой сопротивление равно половине сопротивления в точке A (рис. 4), либо указывают две температуры, соответствующие точкам A и B (см. § 5). Переходная кривая силь-

* Сверхпроводники, лишенные примесей, напряжений и неправильностей строения, мы будем называть идеальными. Во многих случаях, на практике, можно приблизиться к этому предельному случаю весьма близко, что видно из приведенного примера, касающегося резкости кривой перехода.

но зависит также от силы тока, текущего по образцу (об этом будет подробно сказано ниже). Поэтому под T_c нужно понимать значение критической температуры, экстраполированное к току, равному нулю.

После открытия сверхпроводимости ртути были обнаружены и другие сверхпроводники, т. е. металлы, обладающие зависимостью сопротивления от температуры такого же типа,

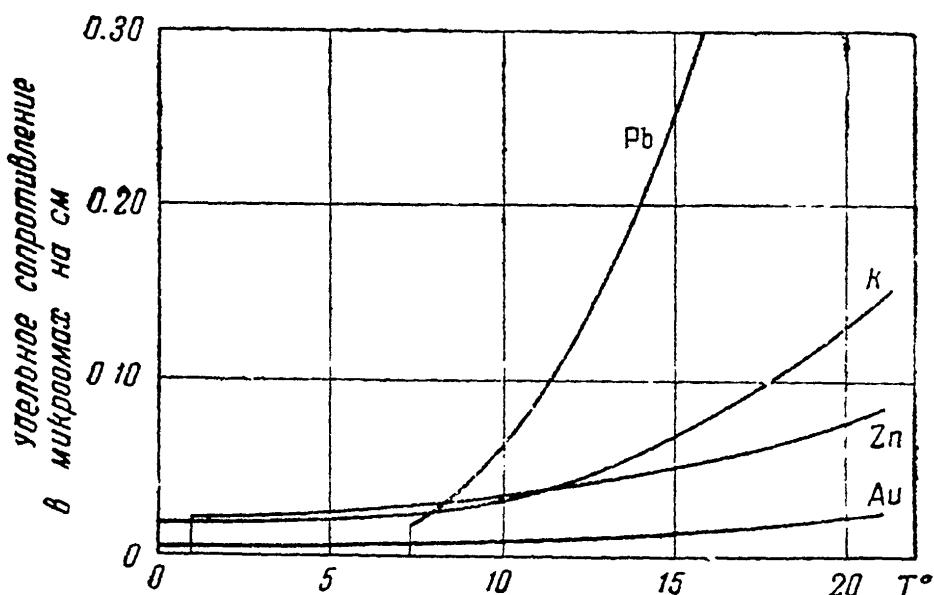


Рис. 6. Температурная зависимость сопротивления для нормальных и сверхпроводящих металлов.

как изображенная на рис. 4. Вместе с тем, дальнейшие исследования показали, что ряд металлов, как правило, наиболее хорошие проводники не становятся сверхпроводящими ни при каких температурах (область температур ниже 1° , впрочем, очень мало исследована).

Таким образом, сверхпроводимость, повидимому, не является универсальным свойством металлов. Кривые зависимости сопротивления от температуры для некоторых нормальных и сверхпроводящих металлов приведены на рис. 6. Более подробные сведения о сверхпроводящих элементах, соединениях и сплавах сообщаются в §§ 4, 5.

§ 4. Сверхпроводящие элементы

Несмотря на то, что при низких температурах исследовалось сопротивление почти всех металлов, до сих пор нельзя считать открытыми все сверхпроводящие элементы. Дело

в том, что успехи в технике получения низких температур всегда сопровождались открытием новых сверхпроводников с низкой критической температурой. Поэтому не исключено, что при более низких температурах некоторые металлы, которые мы сейчас не считаем сверхпроводящими, окажутся таковыми. Исключение составляют такие металлы, как например, золото и медь, исследованные до температур в 0.05° (см. (120, 207) и § 23).

Кроме того, сверхпроводимость некоторых элементов находится под сомнением. Так, магний, повидимому, заведомо не является сверхпроводящим (206, 207), хотя раньше считался сверхпроводящим (7, 409). Титан считался сверхпроводящим еще в 1940 г. (1), теперь же этот факт поставлен под сомнение (392) и обнаруженная сверхпроводимость связана, повидимому, с примесями. Вместе с тем, недавно обнаружена (21) сверхпроводимость рения и сообщено о сверхпроводимости урана (21), наличие которой, однако, отрицается в другой работе (392).

Список известных в настоящее время сверхпроводников и указание соответствующих критических температур приводятся в табл. 2. При этом следует иметь в виду, что знание критической температуры в большинстве случаев не точно, так как она сильно зависит от чистоты металла и других причин. Так, в табл. 2 для ртути мы приводим, в согласии с общепринятым, значение $T_k = 4.12^\circ$, в то время как в одной весьма ценной работе последнего времени (325) приводится значение $T_k = 4.167^\circ$.

Всего, таким образом, если не считать титан, известно 17 сверхпроводящих элементов. Наивысшей температурой перехода обладает ниобий ($T_k = 9.22^\circ$) и наименее гафний ($T_k \approx 0.3^\circ$). Место, занимаемое сверхпроводящими элементами в периодической системе Менделеева, ясно из табл. 3.

Из табл. 3 видно, что сверхпроводимость не ограничивается каким-либо периодом или группой периодической системы. Весьма важно, однако, что одновалентные металлы первой группы, являющиеся наилучшими проводниками и исследованные до наименее температур (см. табл. 4 и § 23), все без исключения несверхпроводящие.

Таблица 2
Сверхпроводящие элементы

Элемент	Критическая температура *	Год открытия	Ссылки ** на литературу
Ртуть Hg	4.12	1911	334
Олово Sn (белое) . .	3.69	1913	335
Свинец Pb	7.26	1913	335
Талий Tl	2.38	1922	348
Индий In	3.37	1923	435
Тантал Ta	4.38	1928	268
Галлий Ga	1.07	1929	132
Торий Th	1.43; 1.32	1929	270, 390
Титан Ti (?)	1.77; 1.81	1930	272, 296, 392***
Ниобий Nb (колумбий Cb)	9.22	1930	293, 298
Алюминий Al	1.14	1933	168
Цинк Zn	0.79	1934	170
Ванадий V	4.3	1934	305
Кадмий Cd	~ 0.6	1935	207
Цирконий Zr	~ 0.7	1935	207
Гафний Hf	~ 0.3	1935	207
Лантан La	4.7	1937	312, 387
Рений Re	~ 0.9	1942	21

Очевидно, что большой интерес имеет сопоставление различных физических свойств и характеристик сверхпроводников и несверхпроводников, в первую очередь, с целью выявления условий, благоприятствующих появлению сверхпроводимости. С этой целью в табл. 4 ⁽⁶⁾ приводятся некоторые постоянные для металлов обоих типов.

Влияние кристаллической системы ярко проявляется на примере олова: белое олово сверхпроводящее, а серое нет. Однако, какой-либо прямой связи между кристаллическим строением и сверхпроводимостью установить нельзя. То же относится к магнитной восприимчивости.

Отношение постоянной Холла к удельному сопротивлению для сверхпроводников обычно меньше, чем для боль-

* Приводятся значения, принятые в настоящее время.

** См. также ^(1, 5, 6).

*** Повидимому, чистый Ti несверхпроводник.

Таблица 3

Период	Ряд	Группы								0
		I.	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
I	1	1 H 1.008	—	—	—	—	—	—	—	2 He 4.00
II	2	3 Li 6.94	4 Be 9.02	5 B 10.82	6 C 12.00	7 N 14.01	8 O 16.000	9 F 19.000	—	10 Ne 20.18
III	3	11 Na 23.00	12 Mg 24.32	13 Al 26.97	14 Si 28.06	15 P 31.02	16 S 32.06	17 Cl 35.46	—	18 Ar 39.94
IV	4	19 K 39.10	10 Ca 40.08	21 Sc 45.10	22 Ti 47.90	23 V 50.95	24 Cr 52.01	25 Mn 54.93	26 Fe 55.84	27 Co 58.94
V	5	29 Cu 63.57	30 Zn 65.38	31 Ga 69.92	32 Ge 72.60	33 As 74.93	34 Se 79.2	35 Br 79.92	—	28 Ni 58.69
•	6	37 Rb 85.44	38 Sr 87.63	39 Y 88.92	40 Zr 91.22	41 Nb 93.3	42 Mo 96.0	43 Ma 96	44 Ru 101.7	45 Rh 102.91
V	7	47 Ag 107.88	48 Cd 112.41	49 In 114.8	50 Sn 118.70	51 Sb 121.76	52 Te 127.5	53 J 126.92	—	46 Pd 106.7
VI	8	55 Cs 132.81	56 Ba 137.36	57—71 Редкие земли	72 Hf 178.6	73 Ta 181.4	74 W 184.0	75 Re 186.31	76 Os 190.8	77 Ir 193.1
VII	9	79 Au 197.2	80 Hg 200.61	81 Tl 204.38	82 Pb 207.22	83 Bi 209.00	84 Po 210	85	—	78 Pt 195.23
VII	10	87 —	88 Ra 225.97	89 Ac 227	90 Th 232.12	91 Pa 230	92 U 238.14	—	—	86 Rn 222

Приимечание. Из редких земель сверхпроводящим является лантан (^{57 La})

Сверхпроводимость титана (Ti), а также урана (U) находится под сильным сомнением, в силу чего эти элементы мы здесь сверхпроводниками не считаем.

Таблица +

Элемент	Кристаллическая система	Магнитная восприимчивость $\chi \cdot 10^6$	Удельное сопротивление $\rho \cdot 10^4$ при $T=273.16^\circ\text{K}$	R/ρ ($K - \text{постоянная Холла}$)	T_K	Литература по измерению, T_K
1	2	3	4	5	6	7

Сверхпроводники

Nb	Кубическая телесноцентрированная (к. т. ц) . . .	+ 29.0	~ 0.22	—	9.22	293, 298
Pb	Кубическая, гранецентрированная (к. г. ц.)	— 1.4	0.198	4.5	7.26	335
La	Гексагональная .	+ 7.4	—	—	4.7	312, 387
Ta	К. т. ц.	+ 15.4	0.11	60	4.38	268
V	К. т. ц.	+ 8.6	~ 1.7	—	4.3	305
Hg	Ромбоэдрическая	— 2.6	(1.063)	< 1	4.12	334
Sn(белое)	Тетрагональная	+ 0.19	0.101	15.3	3.69	335
In	Тетрагональная гранецентрированная	— 0.75	0.17	8.4	3.37	435
Tl	Гексагональная	— 2.5	0.172	13.6	2.38	348
Ti	.	+ 13.9	0.475	—	1.81 (сверхпроводимость под сомнением)	277, 296 392
Th	К. т. ц. . . .	+ 2.1	~ 0.18	—	1.32	270, 390
Al	К. г. ц.	+ 1.6	0.025	148	1.14	168
Ga	Ромбоэдрическая	— 1.3	0.526	12	1.07	132
Re	Гексагональная	—	0.253	125	~ 0.9	21
Zn	.	— 1.0	0.055	181	0.79	170
Zr	.	— 2.9	0.410	—	~ 0.7	207
Cd	.	— 1.6	0.067	75	~ 0.6	207
Hf	.	—	0.321	—	~ 0.3	207

1	2	3	4	5	6	7
Несверхпроводники						
Mg	Гексагональная	+ 0.85	0.041	700	0.05	207
K	К. т. ц. . . .	+ 0.42	0.065	—	1.22	304
Fe	.	ферромагн.	0.087	—	0.75	170
Cu	К. г. ц. . . .	- 0.76	0.0156	320	0.05	207
Mo	К. т. ц. . . .	+ 9.7	0.0503	286	0.3	392
Sn(серое)	Кубическая, типа алмаза	- 1.8	~ 0.1	~ 1000	1.8	130
W	К. т. ц. . . .	+ 5.4	0.049	225	0.74	170
Pt	К. г. ц. . . .	+ 21.0	0.098	30	0.77	170
Au	К. г. ц. . . .	- 2.7	0.0204	315	0.05	207
Bi	Ромбоэдрическая	- 10.6	1.08	—	0.05	207

Примечание: χ — восприимчивость, отнесенная к 1 см³ вещества; ρ измеряется в омах на см/см², т. е. $\rho \cdot 10^4$ — в омах на м/мм²; значения χ и R/ρ относятся в большинстве случаев к комнатной температуре.

Для несверхпроводников приводится температура, до которой металл исследовался и сверхпроводимость не была обнаружена.

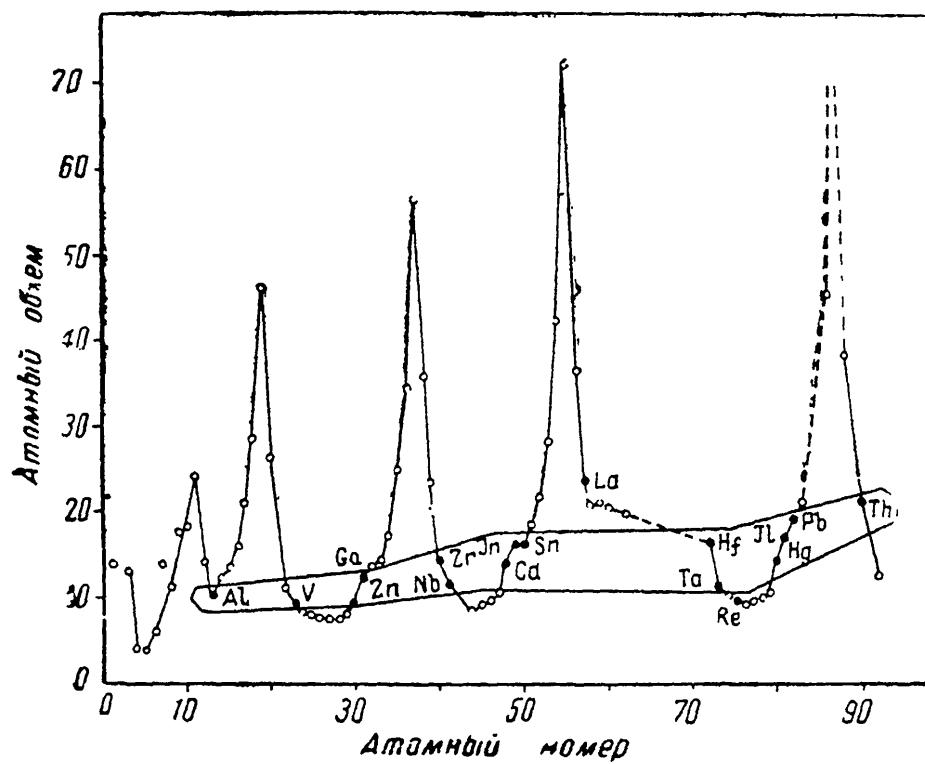


Рис. 7. Атомный объем сверхпроводящих элементов.

шинства несверхпроводников (то же относится к самой постоянной Холла) (71а, 191, 192, 214). Отметим также связь между

сверхпроводимостью и атомным объемом ($V_A = \frac{\text{атомный вес}}{\text{плотность}}$), состоящую в том, что все сверхпроводники занимают довольно ясно выраженную область на кривой рис. 7. Влияние на сверхпроводимость изотопического состава не обнаружено (157)

§ 5. Сверхпроводящие соединения и сплавы

Помимо химических элементов, сверхпроводящими являются также многочисленные соединения и сплавы. Все эти сверхпроводящие соединения следует считать металлами, так как до наступления сверхпроводимости температурная зависимость их сопротивления такая же, как у металлов (см. § 2). При этом у соединений (сульфиды, нитриды, карбиды и т. д.), в случае чистых образцов, остаточное сопротивление весьма мало, так же как у металлических элементов. Сверхпроводящие соединения указаны в табл. 5, а сплавы в табл. 6.

Таблица 5

Соединение	T_K	Ссылки на литературу	Соединение	T_K	Ссылки на литературу
Сверхпроводящие соединения (см. также (3))					
CuS	1.6	271	TiC	1.1 (?)	293
TaSi	4.25 — 4.4	297	WC	2.5 — 4.2	293
MoC	7.6 — 8.3	293, 298	W ₂ C	2.0 — 3.5	237
Mo ₂ C	2.4 — 3.2	293	TiN	1.1} два 5.5} скачка	293, 297
NbC	10.1 — 10.5	293	VN	1.5 — 3.2	293
NbH	до ~ 20	20	ZrC	2.3 — 4.1	297
NbN	до ~ 23	20	ZrN	3.2 — 7.8	293, 297
TaC	9.3 — 9.5	293	ZrB	2.8 — 3.2	297

Интерметаллические соединения

PbTl ₂	3.8	111, 112	Na ₂ Pb ₅	7.2	242
Hg ₅ Tl ₂	3.8	112, 112	Au ₂ Bi	1.7	108, 110, 112
Sb ₂ Sn ₃	4.0	22	AuPb ₂	7.0	234, 110, 111
Bi ₅ Tl ₃	6.4	22, 133	AuSn ₂	2.5 — 2.75	238
Sb ₂ Tl ₇	5.2	111, 112	AuSn ₄	2.5 — 2.75	238
SnSb	3.9	22			

Примечание. В большинстве случаев (кроме, например, CuS и Au₂Bi) нет уверенности в однородности состава соединения в исследуемом образце. В случае некоторых карбидов и нитридов сверхпроводящие свойства сильно варьируют от образца к образцу. Приводимые значения T_c относятся к образцам с наиболее резкой кривой перехода и представляют собой температуру, соответствующую средине этой кривой. То же относится к табл. 6.

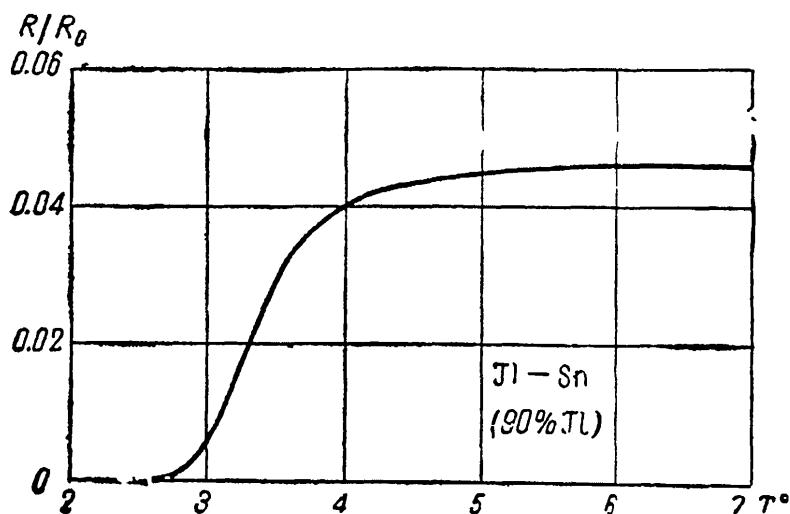


Рис. 8. Кривая перехода для сплава Тl—Sn (90% Тl).

В большинстве случаев, по крайне мере, один из компонентов сверхпроводящего соединения или сплава является сам сверхпроводящим.

Однако сверхпроводящими являются также Au₂Bi, CuS, карбиды молибдена и карбиды вольфрама, несмотря на то, что Au, Bi, Mo и W несверхпроводящи. Это обстоятельство весьма важно и интересно.

Переходные кривые для сплавов и соединений не носят обычно резкого характера. Для примера на рис. 8 приведена переходная кривая для сплава Тl—Sn (90% Тl), из рис. 9

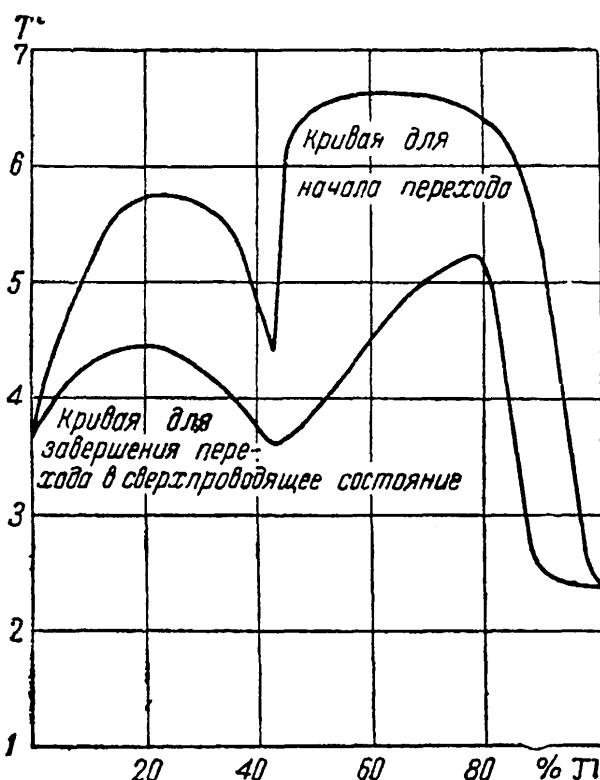


Рис. 9. Изменение температуры перехода в зависимости от состава сплава для системы Тl—Sn.

ясна довольно типичная зависимость температуры перехода от состава сплава. О свойствах сплавов будет еще итти речь в § 22.

Таблица 6
Сверхпроводящие сплавы

Сплав	Область изменения T_K	Ссылки на литературу	Сплав определенного состава	T_K	Ссылки на литературу
Pb — Ag	7.3 — 5.8	12, 108, 234, 238	Hg Au	4.2	335
Pb — Au	7.2 — 2.6	12, 234, 238	PbAs (эвтектика — э.)	8.4	234
Pb — Bi	8.8 — 7.3	233, 295a	Pb Ca	7.0	234
Pb — Cu	8.0 — 5.7	12, 234	Pb Cd	7.0	108, 246
Pb — Hg	7.3 — 4.1	295	Pb Li	7.2	234
Pb — In	7.3 — 3.4	295	Pb P (э.)	7.8	234
Pb — Tl	7.3 — 2.2	295	Pb Sb (э.)	6.6	108, 233
In — Tl	3.7 — 2.4	295a	Sn As (э.)	4.1	234
Sn — Tl	4.2 — 2.4	12, 295	Sn Bi (э.)	3.8	108, 133
Sn — Ag	3.7 — 1.5	12	Sn Cd (э.)	3.61	108, 133
Sn — Au	3.7 — 2.5	12	Hg Sn	4.2	335
Sn — Cu	3.7 — 3.2	12	Sn Zn (э.)	3.65	14a, 108, 215
Hg — Cd	2.18 — 1.7	113	Tl Ag (э.)	2.67	112, 238
Au — Bi	1.95	102, 108 110, 126	Tl Au	1.92	108
Mo — C	8.9 — 1.2	295, 298	Tl Cd (э.)	2.54	108

Многокомпонентные сплавы	Состав	T_K	Ссылки на литературу
Сплав Розе	Bi ₂ SnPb	8.5	233, 234
, Ньютона	50 Bi, 19 Sn 31 Pb	8.5	233, 234
, Вуда	12.5 Sn 12.5 Cd 25 Pb, 50 Bi	8.2	233, 238
Фосфорная бронза	—	1—6	234
PbAsBi		9.0	234
PbBiSbAs		9.0	234

Критическая температура ряда сплавов значительно выше, чем у сверхпроводящих элементов, среди которых наивысшей является T_c (Nb) = 9.22°. До недавнего времени самая высокая известная температура перехода равнялась 10.1 — 10.5° (такова критическая температура NbC). В 1942 г. обнаружено (20), что NbN и NbH обладают еще большей критической температурой, достигающей для NbN области жидкого неона (температура кипения неона $\sim 23^\circ$ К). Более подробные сведения об этих соединениях, обладающих большим гистерезисом и весьма неопределенным значением T_c , пока отсутствуют.

Г л а в а II

СВОЙСТВА ИДЕАЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

§ 6. Изменение свойств металла при возникновении сверхпроводимости

Многие свойства сверхпроводников отличаются от свойств металлов в нормальном состоянии; одним из таких свойств, и к тому же одним из наиболее характерных и важных, является потеря сопротивления в сверхпроводящем состоянии. Как мы видели, в установлении этого факта и состояло открытие сверхпроводимости. Дальнейшие исследования показали, что переход в сверхпроводящее состояние связан с целым рядом других изменений свойств металла, на которые мы здесь укажем, отсылая за подробностями к следующим параграфам.

1. Магнитные свойства в сверхпроводящем и нормальном состояниях резко отличаются друг от друга (§ 8). Специфические магнитные свойства сверхпроводников являются не менее характерной их особенностью, чем потеря сопротивления. В магнитном поле, кроме того, сильно изменяется температура перехода из нормального состояния в сверхпроводящее (§ 7).

2. Сила тока, текущего по сверхпроводнику, также влияет на его поведение и температуру перехода. Здесь, однако, не приходится говорить о принципиально новом явлении (по сравнению с влиянием поля), так как ток связан с магнитным полем и, наоборот, мы имеем дело с одним, а не с двумя явлениями (§ 7).

3. При переходе в сверхпроводящее состояние имеет место скачок теплоемкости металла, а в присутствии магнитного поля выделяется скрытая теплота перехода (§ 10).

4. Термоэлектрические свойства металлов в сверхпроводящем и нормальном состояниях резко отличаются друг от друга (§ 16).

5. Возникновение сверхпроводимости связано с изменением теплопроводности металла, причем в магнитном поле имеет место скачок теплопроводности, а при отсутствии поля — изменение ее зависимости от температуры (§ 11).

6. Температура перехода T_c изменяется при деформациях образца. Эффект, однако, весьма мал, а связанные с ним термодинамически изменения объема при разрушении сверхпроводимости магнитным полем и скачки в сжимаемости и коэффициенте теплового расширения столь малы, что лежат за пределами точности измерений (§ 19).

7. Свойства сверхпроводников, размеры которых меньше примерно 10^{-4} см (пленки, проволоки, коллоидальные частицы), отличаются от свойств массивных сверхпроводников (§ 8, 20).

Кроме перечисленных особенностей, были установлены: возможность существования в сверхпроводниках (помимо сверхпроводящего тока) нормального тока, связанного с выделением тепла (§ 11); наличие релаксации при переходе из сверхпроводящего состояния в нормальное и наоборот (§ 10) и зависимость свойств сверхпроводников от частоты электромагнитного поля. Последнее ясно из того, что для электромагнитного излучения, лежащего в видимой и инфракрасной областях спектра, т. е. для частот, больших $\sim 10^{12}$ герц, сверхпроводники ведут себя так же, как нормальные металлы, т. е. переход в сверхпроводящее состояние не оказывается на отражении и поглощении указанного излучения в металлах (62, 147, 148). Напротив, для частот, меньших 10^{10} герц, сверхпроводящие свойства полностью сохраняются. Область частот, в которой должен иметь место переход от сверхпроводящих к нормальным свойствам ($\nu \sim 10^{11}$ сек $^{-1}$, длина волны $\lambda \sim 1$ мм), пока не исследована по техническим причинам.

Рентгеноструктурные исследования показали (190), что при переходе в сверхпроводящее состояние нет заметного изменения решетки кристалла. То же относится к фотоэффекту (243) и поглощению быстрых (244) и медленных (302) электронов. До сих пор также не обнаружено влияния на сверхпроводимость ориентировки осей монокристаллического образца (139, 330), хотя в принципе такое влияние не только вполне возможно, но даже весьма вероятно (см. § 13).

Как уже упоминалось в § 3, свойства сверхпроводников очень сильно зависят от примесей, натяжений и различных неоднородностей состава и структуры. Свойства сплавов, в которых эти неоднородности практически всегда присутствуют, существенно отличаются поэтом от свойств чистых сверхпроводящих элементов. Свойства сплавов мы будем рассматривать специально лишь в гл. V (§ 22). В других же разделах, если не оговорено противное, речь идет об идеальных сверхпроводниках, т. е. о сверхпроводниках, к которым приближаются по своим свойствам наиболее чистые и правильные (и обычно монокристаллические) реальные образцы. Сильное влияние магнитного поля на сверхпроводимость и искажения этого поля, создаваемые вносимыми в него сверхпроводниками (об этом будет подробно сказано ниже), приводят к тому, что поведение сверхпроводников в поле существенно зависит от их формы. С этим обстоятельством связан целый ряд интересных эффектов, о которых будет сказано в гл. V (§ 21). В остальных разделах мы будем обычно отвлекаться от осложнений, связанных с формой тела, предполагая, что образец имеет форму проволоки, цилиндра или сильно вытянутого эллипсоида и магнитное поле направлено по оси этого образца; в этом случае, как известно, независимо от магнитных свойств тела, его внесение не вызывает искажения поля и, таким образом, поле, однородное до внесения сверхпроводника, после его внесения остается (в области вне образца) однородным и неизменным по величине и направлению.

§ 7. Влияние магнитного поля и тока на переход в сверхпроводящее состояние

Если поместить сверхпроводник в достаточно сильное магнитное поле, то сверхпроводимость разрушается и металл

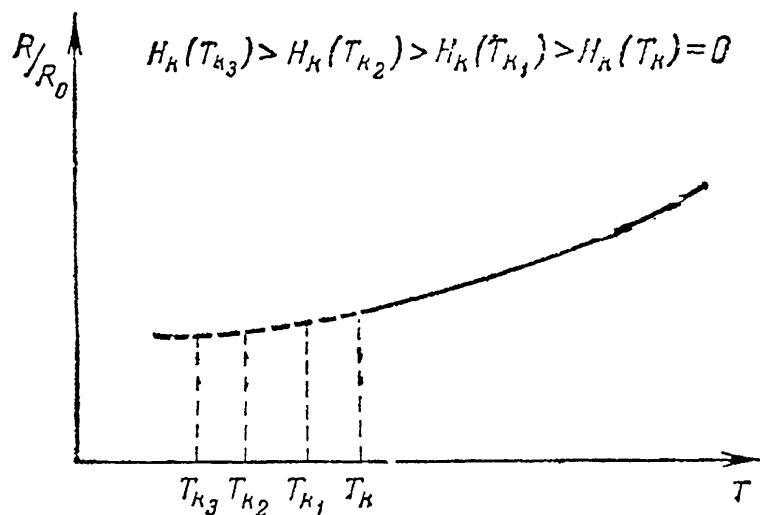


Рис. 10. Влияние поля на кривую перехода.

переходит в нормальное состояние (337, 338). Явление происходит таким образом, что кривая зависимости сопротивления от температуры, при наличии поля, как бы смешается в сторону

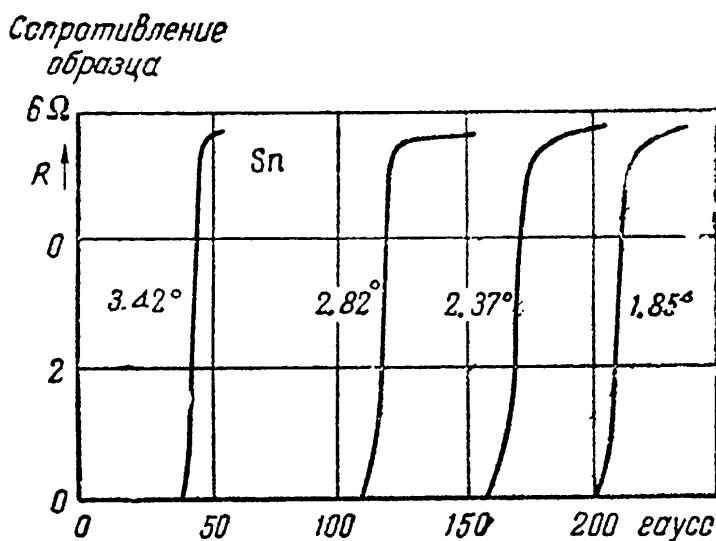


Рис. 11. Кривые перехода для олова в магнитном поле при различных температурах.

более низких температур; схематически зависимость R/R_0 от T при различных полях изображена на рис. 10, а реальные кривые перехода для олова представлены на рис. 11.

Влияние поля сводится, таким образом, к смещению температуры перехода (критической температуры) T_k в сторону более низких температур. При этом, если пренебречь зависящим от температуры идеальным сопротивлением в нормальном состоянии и учитывать лишь остаточное сопротивление, что отвечает обычно условиям опыта, то переходные кривые в целом можно также считать просто смещенными в сторону меньших значений T .

Магнитное поле, разрушающее при данной температуре сверхпроводимость, называется критическим полем H_k . Следует иметь при этом в виду, что в поле переход из сверхпроводящего состояния в нормальное (и наоборот) является резким лишь в случае, когда поле параллельно оси сильно вытянутого сверхпроводящего образца. Как уже было упомянуто, мы всегда, если не оговорено противное, будем иметь в виду именно этот случай.

При температуре перехода без поля $T_k \equiv T_{k0}$ критическое магнитное поле равно нулю, т. е. вблизи T_{k0} сверхпроводимость разрушается очень малым полем; с понижением температуры поле H_k растет и вся кривая $H_k(T)$ схематически представлена на рис. 12. Область под кривой соответствует сверхпроводящему состоянию, а область над кривой — нормальному. Основным параметром кривой $H_k(T)$ является значение критического поля $H_k(0)$ при $T=0$, получаемое экстраполяцией. Эта величина, как и вся кривая, сильно меняется от металла к металлу. Соответствующие кривые изображены на рис. 13. Для Hg, $H_k(0)=412.6$ гаусса; для Tl, $H_k(0)=170.7$ гаусса; для In, $H_k(0)=269.2$ гаусса и т. д. Более детальные графики и таблицы $H_k(T)$ можно найти в работах (5, 63, 325, 390, 392).

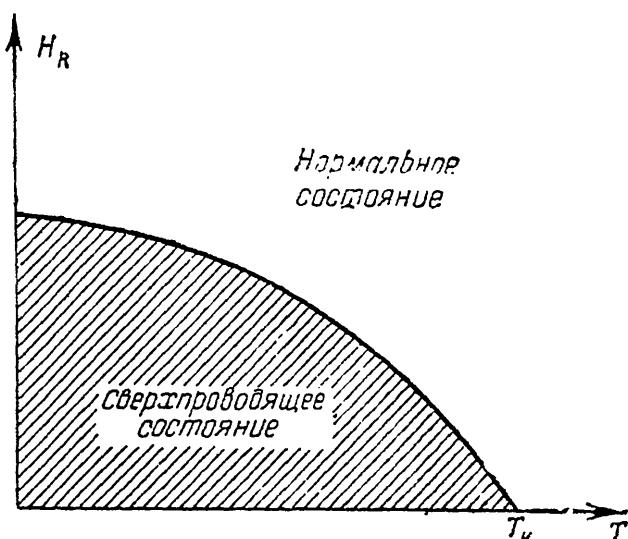


Рис. 12. Зависимость критического поля от температуры.

Еще до открытия эффекта разрушения сверхпроводимости внешним магнитным полем было обнаружено (335) влияние на кривую перехода тока, текущего по исследуемому образцу (т. е. по сверхпроводящей проволоке). Это ясно видно на рис. 14.

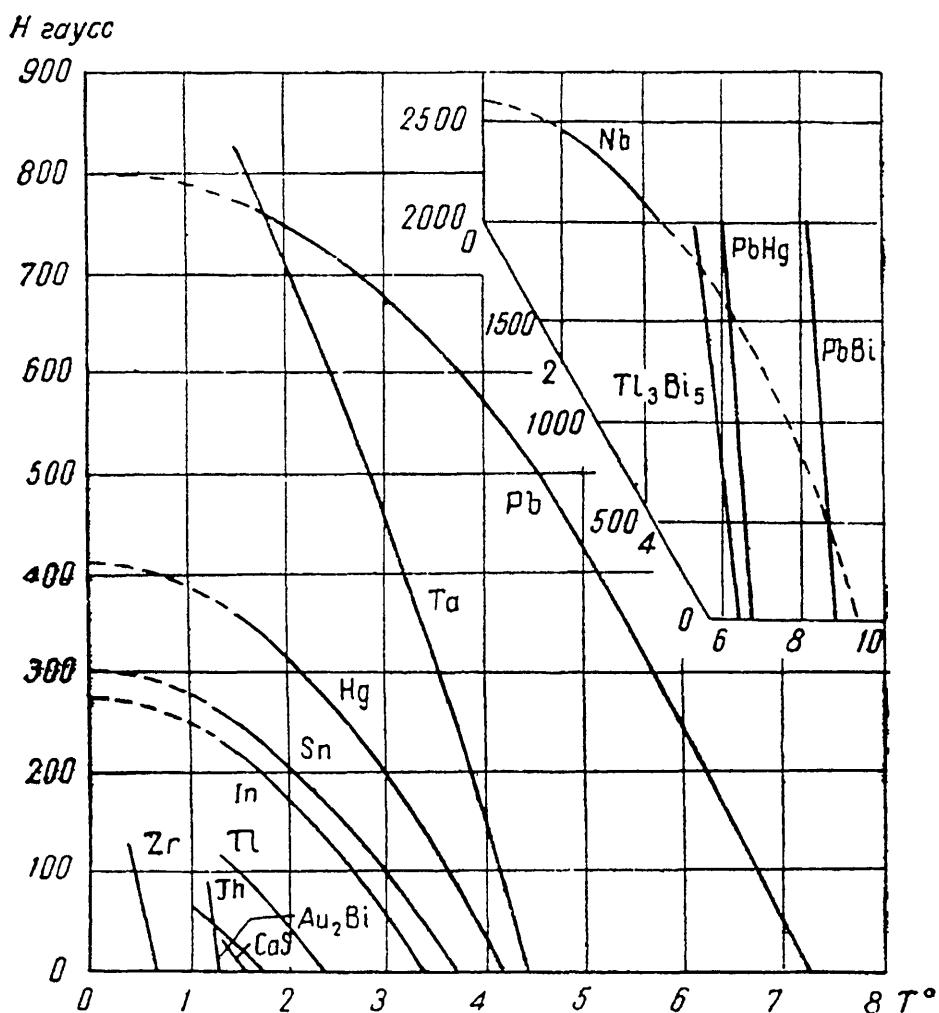


Рис. 13. Критическое поле для различных металлов.

После открытия влияния на сверхпроводимость внешнего магнитного поля Сильсби было высказано предположение (393), что действие тока сводится к воздействию создаваемого током магнитного поля. Напряженность поля тока, текущего по проводу с круглым сечением, на поверхности этого провода, как известно, равна $H = \frac{2J}{cr}$ гаусс; здесь J — сила тока, распределение которого по сечению роли не играет, r — радиус про-

вода и c — скорость света*. Используя эту формулу, можно выяснить вопрос о соответствии разрушающего сверхпроводимость критического тока J_k ** и создаваемого им поля H_{J_k} с внешним критическим полем H_k . Для чистых металлов такое соответствие действительно имеет место (см. табл. 7).

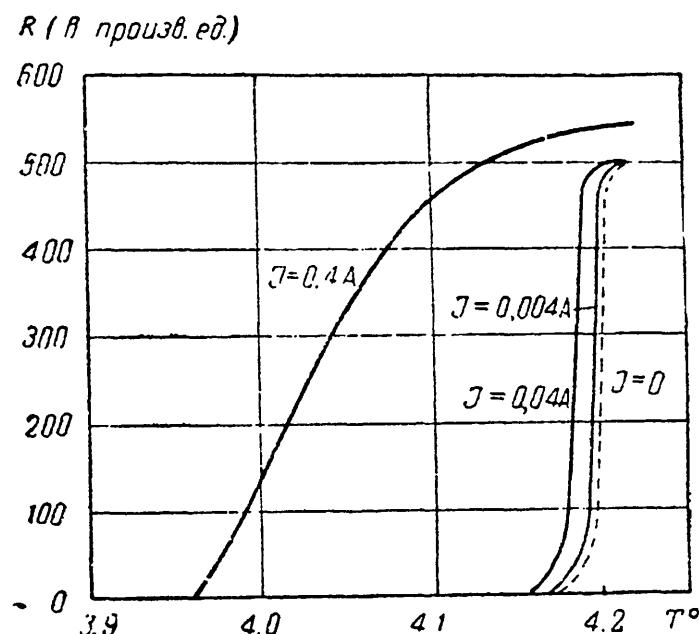


Рис. 14. Влияние тока на форму переходной кривой.

Следует иметь в виду, что переходные кривые в поле и при наличии тока имеют разный вид (см. рис. 11 и 14): в то время, как в первом случае кривые резки, во втором — они размыты. Последнее связано с тем, что поле тока направлено не параллельно оси провода, как это имеет место при переходе во внешнем поле, а по касательной к его сечению. Связанные с этим усложнения будут рассмотрены в гл. V (§ 22). Тем не менее, правильность гипотезы о том, что природа влияния тока и поля одинакова, надежно установлена и

* Мы будем пользоваться исключительно абсолютной гауссовой системой единиц. Если J выражено в амперах, то $H = \frac{0.2J}{r}$ гаусс.

** Под J_k (T) понимается сила тока, при которой появляется сопротивление. В хороших экспериментальных условиях (8) кривые для разрушения сверхпроводимости током значительно более резки, чем на рис. 14, хотя и не становятся совсем резкими.

Таблица 7
Соответствие между H_K и H_{J_K}

Металл	Критическое поле		Критическое поле тока на поверхности проводника	
	H_K	при T°	H_{J_K}	при T°
Pb	520	4.3	385	4.2
Hg	13.1	4.09	15	4.1
	72	3.8	82	3.6
Sn	44	3.42	44	3.28
	212	1.85	240	1.6

не подлежит сомнению. Как будет выяснено ниже, во внешнем магнитном поле в сверхпроводнике всегда текут токи и, таким образом, не только ток обязательно связан с магнитным полем, но и наоборот. Поэтому нельзя сказать, чем разрушается сверхпроводимость — полем или током: мы имеем здесь единое явление.

§ 8. Магнитные свойства сверхпроводников больших и малых размеров

Магнитные свойства сверхпроводников, чрезвычайно важные для всей проблемы, были выяснены лишь в 1933 г. и позже, т. е. более чем через двадцать лет после открытия сверхпроводимости. Магнитные свойства идеальных сверхпроводников больших размеров могут быть выражены следующим положением: индукция магнитного поля B в толще сверхпроводника всегда равна нулю *

$$B = 0. \quad (2,1)$$

В случае поля, параллельного оси цилиндра, соответствующая картина представлена на рис. 15. В поле, перпендикулярном оси цилиндра, распределение индукции B ясно из рис. 16. При этом следует иметь в виду, что в сверхпроводнике $B = 0$, разумеется, лишь до тех пор, пока внешнее поле слабее критического, т. е. в случае рис. 15, пока $H < H_K$. В случае

* Нумерация формул принята следующая: первая цифра указывает номер главы, вторая — номер формулы в главе.

рис. 16 и аналогичных, когда поле неоднородно, нужно чтобы напряженность поля в любой точке поверхности тела была меньше H_k , иначе появляются усложнения, связанные с частичным разрушением сверхпроводимости (см. § 21).

Для сверхпроводящего цилиндра, помещенного в перпендикулярное его оси поле с напряженностью H_0 (H_0 — напряженность поля при отсутствии цилиндра, или при его наличии очень далеко от него) в точке A , на поверхности цилиндра,

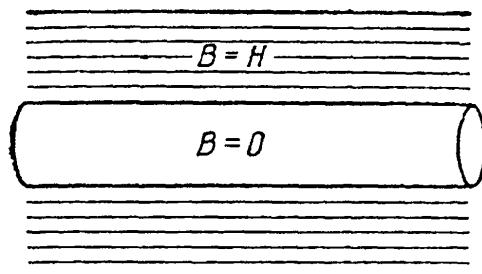


Рис. 15. Распределение поля, параллельного оси сверхпроводящего цилиндра.

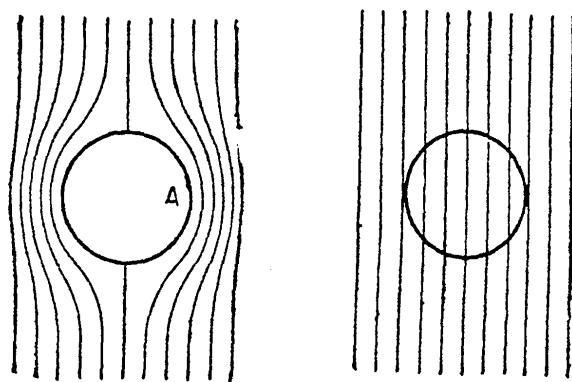


Рис. 16. Распределение поля, перпендикулярного оси цилиндра.

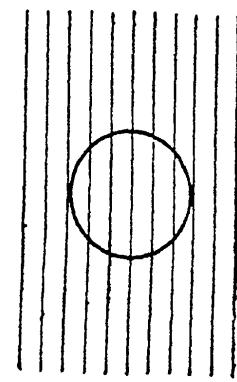


Рис. 17. Распределение поля в случае образца, находящегося в нормальном состоянии.

напряженность поля максимальна и, как показывает расчет и измерения, равна $2H_0$. Поэтому картина, изображенная на рис. 16, будет иметь место пока $2H_0 < H_k$. Если $H_0 > H_k$, то тело полностью переходит в нормальное состояние и имеет место картина, показанная на рис. 17, т. е. тело не оказывает влияния на распределение поля. Последнее связано с тем, что за исключением ферромагнетиков, не являющихся сверхпроводниками, металлы в нормальном состоянии практически имеют магнитную проницаемость, равную единице (например, из табл. 4 видно, что $\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$ не превосходит $3 \cdot 10^{-5}$ для парамагнетиков и не менее -10^{-5} для диамагнетиков). Ниже мы всегда будем пренебрегать отличием μ от единицы, считая, таким образом, что в нормальном состоянии индукция и напряженность магнитного поля совпадают:

$$\vec{B} = \vec{H}, \quad (2, 2)$$

где стрелки указывают на векторный характер величин B и H .

Поведение идеального цилиндрического сверхпроводника в параллельном его оси поле ясно из схематического рис. 18,

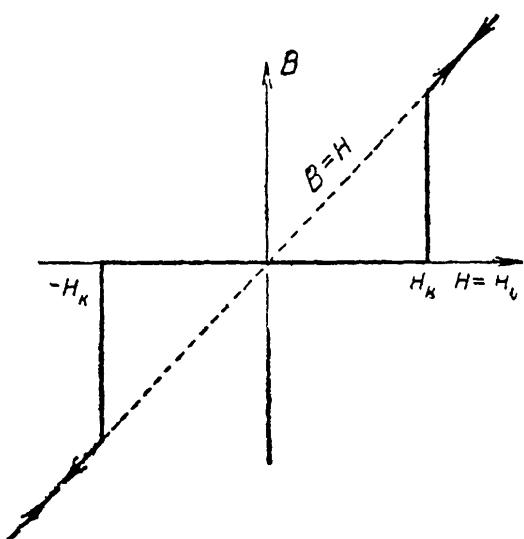


Рис. 18. Зависимость индукции в цилиндре из сверхпроводника от напряженности внешнего поля (поле параллельно оси цилиндра).

где по оси абсцисс отложено внешнее поле $H = H_0$, а по оси ординат — индукция в металле B . На опыте с реальными сверхпроводниками всегда имеет место некоторый гистерезис, и кривая имеет вид, изображенный на рис. 19. Вначале, когда включенное внешнее поле слабо, $B = 0$; при увеличении поля в точке A начинается рост B , пока в C не достигается полное разрушение сверхпроводимости, после чего

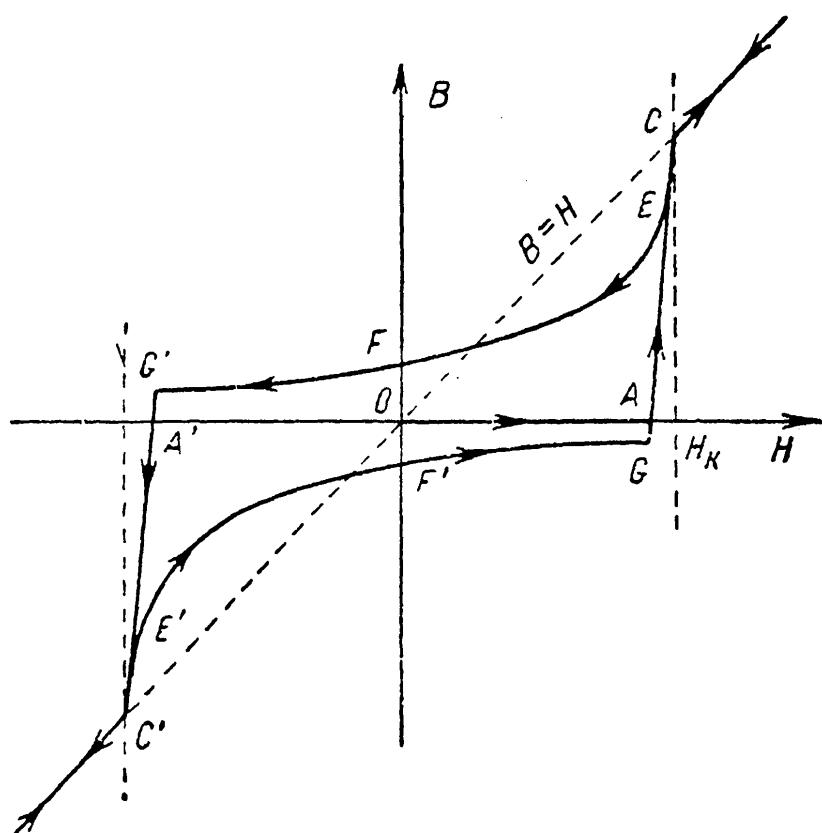


Рис. 19. Зависимость индукции в цилиндре от напряженности внешнего поля для реального образца.

$B = H$. При обратном уменьшении поля и изменении его направления индукция меняется по кривой $C E F G' A' C'$, после чего снова $B = H$. Дальнейшее уменьшение индукции и изменение ее знака происходит по кривой $C' E' F' G A C$. Таким образом, описывается и при повторении процесса продолжает описываться гистерезисная петля $C E F G' C' E' F G C$. Однако, чем чище металл, тем меньше гистерезис и меньше остаточная индукция $O F = O F'$ (практически, остаточная индукция может быть сделана не превосходящей 1% от H_{κ}). Поэтому идеальная кривая рис. 18 имеет реальное значение. Следует подчеркнуть, что равенство нулю B в идеальном сверхпроводнике имеет место независимо от его истории. Это равенство соблюдается и в том случае, когда магнитное поле наложено после перехода металла в сверхпроводящее состояние, а также при переходе в сверхпроводящее состояние в магнитном поле. В этом последнем случае при переходе (т. е. когда T становится меньше T_{κ}) происходит выталкивание поля из сверхпроводника и установление уже приведенной картины распределения поля (рис. 15 и 16). Изучение сверхпроводимости происходило таким образом, что непроникновение поля в металл в первом случае (когда поле включено при $T < T_{\kappa}$) было давно известно, обнаружение же равенства нулю индукции во втором случае (когда поле включено до перехода, т. е. при $T > T_{\kappa}$) явилось неожиданным открытием (300). Это связано с существовавшими раньше теоретическими представлениями о сверхпроводниках, как об идеальных проводниках (см. гл. III). Сейчас же важно еще раз подчеркнуть, что равенство (2, 1) всегда имеет место и характеризует сверхпроводник, а не связано с какими-либо определенными условиями, в которых возникает сверхпроводимость.

Если подойти к вопросу о магнитных свойствах сверхпроводников макроскопически, то условие (2, 1) можно интерпретировать, как указание на то, что сверхпроводник является идеальным диамагнетиком. Действительно, в пара- и диамагнетиках $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{I} = (1 + 4\pi\chi)H = \mu H$, где \vec{I} — намагничение, χ — восприимчивость и μ — проницаемость; в диамагне-

тиках $\chi < 0$ и в идеальном диамагнетике $\chi = -\frac{1}{4\pi}$, $\mu = 0$ и, таким образом, $B = 0$. Однако, как выяснилось, рассматривать сверхпроводник как идеальный диамагнетик было бы неверным, хотя в некоторых случаях подобная точка зрения не противоречит опыту и оправдывается своей простотой.

Обычный диамагнетизм объясняется, как известно, тем, что под влиянием магнитного поля электроны в атомах, а также электроны проводимости в металлах, движутся несколько иначе, чем при отсутствии поля. Другими словами, под влиянием поля создаются дополнительные токи (часто называемые молекулярными токами), эквивалентные некоторому намагничению вещества $\vec{I} = \chi \vec{H} = \frac{\chi}{\mu} \vec{B}$. При этом восприимчивость χ является макроскопической характеристикой вещества и мы должны, для однородного тела считать величину χ не зависящей от координат; на границе тела с вакуумом χ скачком меняется от своего постоянного значения в металле до нуля в вакууме. В соответствии с этим, в рамках феноменологической теории, когда только и приобретает смысл введение χ , граница металла должна рассматриваться как поверхность разрыва для поля. Именно, в силу уравнений электродинамики на границе непрерывны тангенциальные компоненты \vec{H} и нормальные компоненты \vec{B} (456):

$$\begin{aligned} H_{1t} &= H_{2t}, \\ B_{1n} &= B_{2n}. \end{aligned} \quad (2, 3)$$

Отсюда следует, что в случае цилиндра в поле, параллельном его оси (рис. 15), на границе непрерывно поле H , откуда для индукции мы имеем $B_{(\text{вакуум})} = \frac{B_{(\text{в теле})}}{\mu_{(\text{тела})}}$; поэтому, если $\mu = 0$, то $B_{(\text{в теле})} = 0$; при этом изменение B происходит в рамках феноменологической теории скачком *. Это значит, что уже на расстоянии 10^{-7} см от границы раздела индукция среднего поля B должна равняться нулю. Нецелесообразность или даже невозможность идентификации сверхпроводника с идеальным диамагнетиком как раз и связана с тем, что в сверхпроводнике индукция равна нулю лишь на расстояниях, больших 10^{-5} см, а не на расстоянии порядка 10^{-7} см от его поверхности. Прежде чем перейти к этому важному вопросу о глубине проникновения поля в сверхпроводник, заметим, что для образцов, больших 10^{-4} см, т. е. для всех массивных сверхпроводников, условие (2, 1) — равенство нулю индукции остается практически в полной силе, так же как

* Скачком меняется средняя макроскопическая индукция, фигурирующая в (2, 3) и в наших рассуждениях. Средняя индукция получается усреднением индукции по объему с размерами $10^{-7} — 10^{-6}$ см. Подробнее см., например, книгу Беккера (455).

все сказанное выше. Только для сверхпроводников малых размеров (пленок, проволочек, коллоидальных частиц) нужно провести более детальное рассмотрение закона убывания поля и нельзя принять соотношение (2, 1). Однако в принципиальном отношении вопрос о глубине проникновения поля и связанные с ним проблемы имеют, разумеется, кардинальное значение.

Исследования сверхпроводников малых размеров, из которых мы упомянем здесь лишь новейшие работы (380, 10, 17, 391), привели к заключению, что магнитное поле проникает в сверхпроводник на довольно значительную глубину.

В соответствии с этим целесообразно отказаться от введения для сверхпроводника величин типа χ и μ , и не делать поэому различия между индукцией B и полем H ; мы принимаем, таким образом, соотношение (2, 2) и для сверхпроводящего состояния. Особенность этого последнего состоит, однако, в том, что при наложении магнитного поля в поверхностном слое сверхпроводника начинает течь ток, магнитное поле которого, складываясь с внешним полем, приводит к тому, что в толще образца $B \equiv H = 0$.

Для примера рассмотрим с этой точки зрения простейший случай цилиндра, помещенного в параллельное его оси магнитное поле $H = H_0$. Как известно из теории электричества, поле бесконечного соленоида внутри него равно $H = \frac{4\pi i n}{c}$, где n — число витков на единицу длины и i — сила тока, текущего по виткам; вне соленоида поле равно нулю. Если вместо соленоида — катушки рассматривать ток, текущий просто по поверхности цилиндрического образца, то приведенное выражение для поля должно, очевидно, сохраниться — нужно только полный ток $i n$, приходящийся на единицу длины катушки, заменить отнесенным к единице длины цилиндра током J , текущим по поверхности этого цилиндра перпендикулярно его оси. Из сказанного ясно, что ток, отнесенный к единице длины сверхпроводящего цилиндра и текущий по его поверхности, равен

$$J = \frac{c}{4\pi} H_0. \quad (2, 4)$$

Поле этого тока вне цилиндра равно нулю и поэтому не искажает внешнего поля $H = H_0$. Внутри цилиндра поле тока J равно H_0 , и, складываясь с внешним полем, также равным H_0 ,

но направленным в обратную сторону, приводит к результирующему полю, равному нулю. Направление тока ясно из рис. 20 и определяется из уже упомянутого условия, чтобы поле тока было направлено в противоположную сторону по сравнению с внешним полем.

Если бы ток был чисто поверхностным, т. е. с микроскопической точки зрения протекал в слое порядка 10^{-7} см, то поле H испытывало бы резкий скачок, такой же, как в магнит-

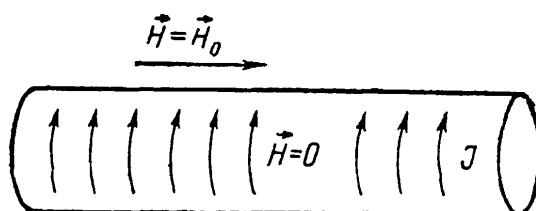


Рис. 20. Связь между магнитным полем и током, текущим по поверхности.

ных средах. Как указано, это не наблюдается, так как в сверхпроводниках ток течет в слое порядка 10^{-5} см (подробнее об этом ниже). Заметим, что даже если бы ток был чисто поверхностным и описание сверхпроводника как идеального диамагнетика было бы формально возможно вне зависимости от его размеров, подобное описание также было бы не свободно от недостатков. Действительно, в сверхпроводниках внешнее поле экранируется токами, возникающими на их поверхности, и внутри тела какое-либо поле просто отсутствует. С микроскопической точки зрения это значит, что движение электронов в толще тела остается без всяких изменений. В диамагнетике же средняя индукция B , равная усредненной по объему напряженности микрополя, также равна нулю, то есть намагничение $I = -\frac{1}{4\pi} \vec{H}$, причем напряженность магнитного поля $H \neq 0$. Таким образом, с этой точки зрения движение электронов как бы изменилось (поскольку $I \neq 0$), откуда следует, что введение намагничения I в случае сверхпроводника нерационально *. В дальнейшем мы не будем пользоваться этим

* Намагничение равно по определению сумме магнитных моментов всех частиц в единице объема. В случае когда поле вызывает появление или изменение магнитных моментов атомов, понятие о намагничении имеет

представлением и везде считаем, что $\vec{B} = \vec{H}$, пренебрегая ничтожной истинной восприимчивостью металла.

Вернемся к вопросу о проникновении поля в глубь сверхпроводника.

Из теоретических соображений, на которых мы остановимся в гл. III, следует, что в случае плоского массивного сверхпроводника поле в нем должно убывать по закону

$$H = H_0 e^{-\frac{x}{\delta}}, \quad (2,5)$$

где x — расстояние от поверхности, H_0 — поле на поверхности и δ — характеризующая глубину проникновения постоянная, которую мы будем далее просто называть „глубиной проникновения“.

В случае, например, пленки толщиной $2d$, помещенной в параллельное ей внешнее поле H_0 , для поля внутри имеем:

$$H = H_0 \frac{\operatorname{ch} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}}, \quad (2,6)$$

где ch — гиперболический косинус,

а x — расстояние от средины пленки (см. рис. 21 и § 14).

В настоящее время еще нельзя сказать, что выражения (2,5) — (2,6) полностью количественно подтверждены, т. е. доказано, что спадание поля происходит именно в соответствии с этими формулами. Установлено, однако, качественное и приближенное количественное согласие их с опытом, причем для сверхпроводников, находящихся при температуре значительно (например, на $1-2^\circ$) ниже T_c , $\delta \sim 10^{-5}$ см. Поэтому в пленках толщиной в 10^{-5} см и ниже, в соответствии с (2,6)

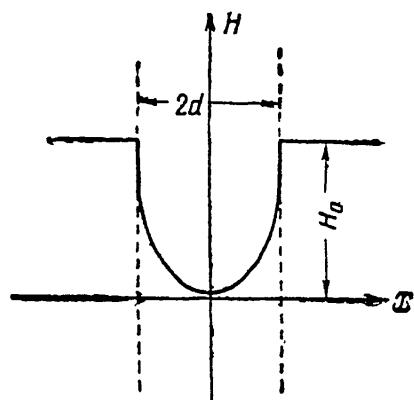


Рис. 21. Распределение поля в тонкой сверхпроводящей пленке.

вполне ясный смысл. Если же поле вызывает токи макроскопических масштабов, как это имеет место в случае сверхпроводников, говорить о намагничении уже нельзя. По сути дела сверхпроводник как бы аналогичен одному диамагнитному атому — поле вызывает ток на его поверхности подобно тому, как оно вызывает прецессию электронных оболочек атома.

3*

поле нигде не равно нулю. Ясно, кстати, что считать идеально диамагнитными эти пленки, у которых при надлежащей обработке значение T_k такое же, как для массивного металла, никак нельзя.

Проникновение поля в пленку сказывается раньше всего в том, что меняется критическое поле, т. е. поле, разрушающее сверхпроводимость. Подробнее это явление разобрано

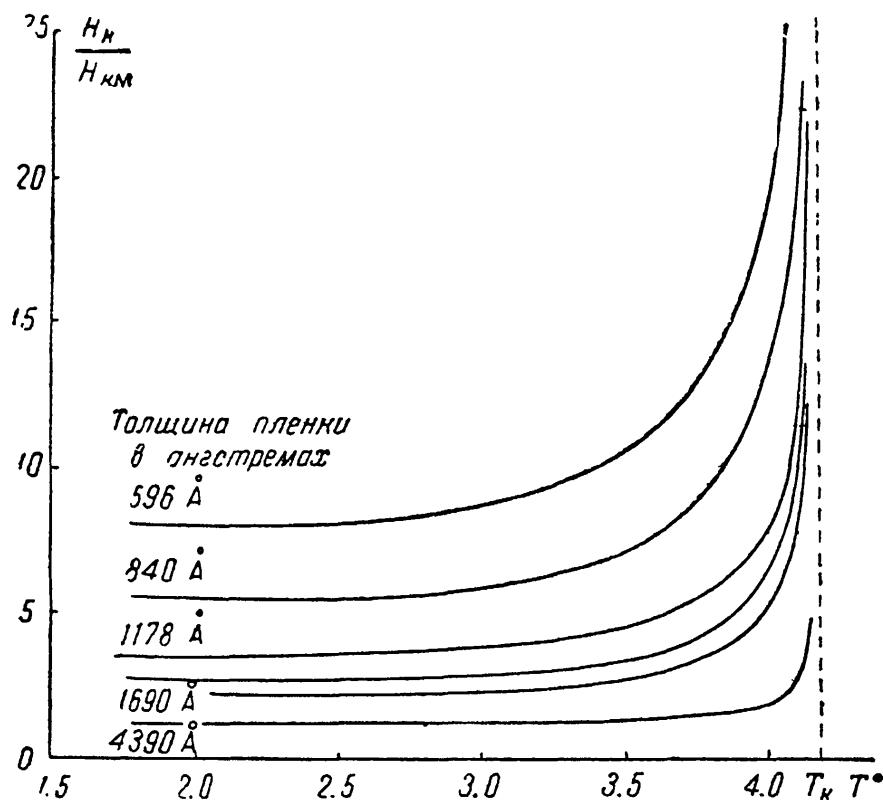


Рис. 22. Зависимость критического поля от температуры и толщины пленки.

в § 20, сейчас же укажем, что H_k растет с утоньшением пленки и с приближением температуры к критической температуре T_k , после которой происходит исчезновение сверхпроводимости при отсутствии поля. На рис. 22 представлены соответствующие кривые зависимости от температуры и толщины пленки отношения критического поля H_k к критическому полю H_{km} для массивного образца в случае ртути (17). Из кривых этого рисунка можно сделать вывод о значении глубины проникновения δ , которая оказывается зависящей от температуры; соответствующая кривая приведена

на рис. 23. Мы видим, что δ порядка 10^{-5} см и при приближении к T_K (т. е. при $T \rightarrow T_K$) глубина проникновения стремится к бесконечности:

$$\left. \begin{array}{l} \delta \rightarrow \infty \\ \text{при } T \rightarrow T_K \end{array} \right\}. \quad (2,7)$$

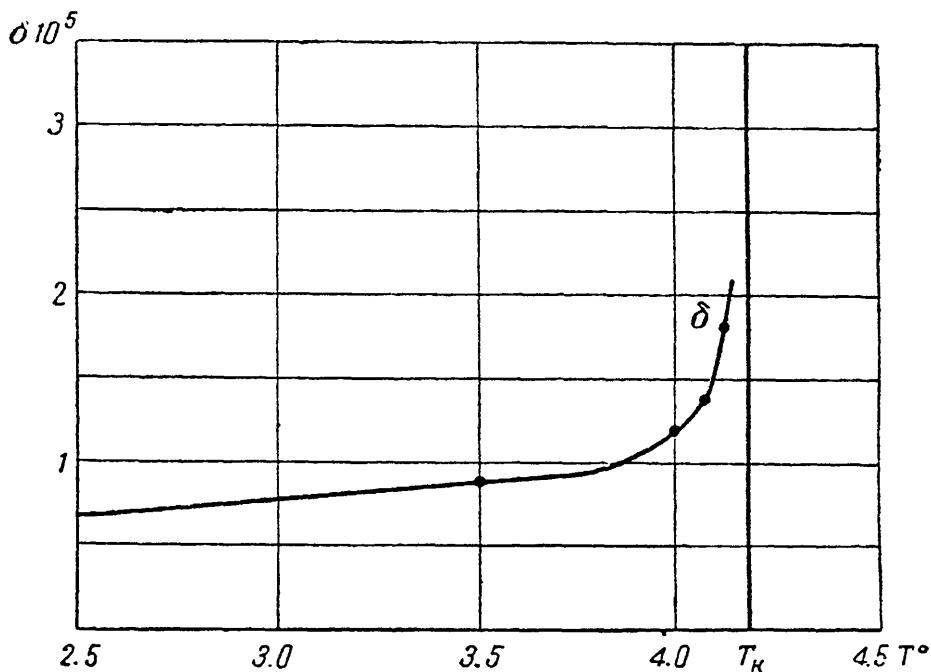


Рис. 23. Температурная зависимость глубины проникновения для ртути (из опытов с пленками).

Этот чрезвычайно важный вывод полностью подтверждается измерениями δ , проведенными совершенно другим методом (391). В принципиальном отношении этот метод основан на том, что внесение в магнитное поле сверхпроводников малых размеров меньше искажает это поле, чем внесение массивных сверхпроводящих образцов. Ясно, например, что маленькие шарики с радиусом $r \ll \delta$ вообще почти не меняют распределения поля, что и может быть обнаружено. Для опытов использовались коллоидальные растворы ртути, где ничтожность размеров частиц компенсируется огромным их количеством. В результате было определено значение δ и получена температурная зависимость этой величины, изображенная на рис. 24.

Заметим, что при измерении δ третьим методом, использующим влияние конечной глубины проникновения на

взаимную индукцию двух катушек, получены результаты (49), противоречащие приведенным. Противоречие оказывается, однако, в значительной мере кажущимся, и мы оставим здесь эти опыты без внимания (90а). Необходимость дальнейших экспериментальных исследований $\delta(T)$, тем не менее, несомненна.

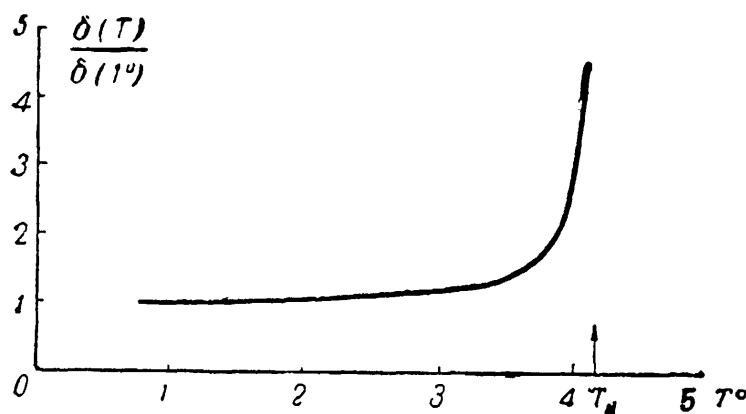


Рис. 24. Температурная зависимость относительной глубины проникновения для ртути (из опытов с коллоидами).

В заключение настоящего параграфа остановимся на использовании магнитных свойств сверхпроводников для измерения критического поля и обнаружения сверхпроводимости. Исходным здесь является факт равенства нулю поля (индукции) в массивном сверхпроводящем образце, если только поле меньше критического. При повышении поля до H_c сверхпроводимость разрушается и поток индукции через сечение сверхпроводника становится отличным от нуля; изменение потока может быть отмечено по вызываемой им электродвижущей силе в катушке, окружающей образец.

В случае сверхпроводящего шара (или эллипсоида) поле вне его отличается от H_0 (см. выше); например, поле вне шара такое же, как в случае, если бы он был однородно намагничен и обладал магнитным моментом $\vec{M} = -\frac{R^3}{2} \vec{H}_0$, где R_0 — радиус шара. Точнее, поле вне шара равно $\vec{H}_0 + \vec{H}_M$, где H_M — поле, создаваемое шаром с моментом $\vec{M} = -\frac{R^3}{2} \vec{H}_0$ (см. § 14). Поэтому разрушение (появление) сверхпроводи-

ности можно обнаружить магнетометрически по исчезновению (появлению) момента \vec{M} . Третий способ использования магнитных свойств основан на экранировке сверхпроводником внешнего магнитного поля. Действительно, если мы имеем полость в сверхпроводнике, то поскольку в его толще $H = 0$ поле в полость никогда не проникнет *, т. е. мы имеем здесь магнитную защиту, аналогичную электростатической защите, которая осуществляется любым проводником, окружающим некоторую полость.

Если полость окружена сверхпроводником не со всех сторон, а соединяется с внешним пространством в силу наличия отверстий, каналов и т. д., то защита от магнитного поля будет не идеальной, но все же практически может быть сделана весьма совершенной. Используя экранировку поля, можно поступить следующим образом (59): сверхпроводящий образец изготавливается в форме полого цилиндра, и измеряется взаимная индукция между двумя катушками — одной вне и другой внутри цилиндра; пока цилиндр находится в сверхпроводящем состоянии, наведение тока во внутренней катушке со стороны внешней (или наоборот) отсутствует. Появление эдс индукции свидетельствует о переходе в нормальное состояние.

Критическое поле, измеряемое магнитными методами, для очень чистых металлов находится в полном согласии с критическим полем, получаемым путем измерения сопротивления.

По ряду технических причин, в особенности при очень низких температурах, использование магнитных методов измерения H_k и обнаружения сверхпроводимости более удобно и надежно, чем наблюдения над сопротивлением. Именно, с помощью магнитных методов была обнаружена сверхпроводимость цинка, циркония, кадмия и гафния (см. табл. 2). Этот же метод привел к заключению о несверхпроводимости золота, меди, магния, германия и висмута до температуры в $0,05^\circ$ (см. табл. 4).

Магнитный метод обнаружения сверхпроводимости является также более надежным, в то время как измерение

* Это можно строго показать, используя уравнения поля.

сопротивления может привести к недоразумениям. Как мы уже указывали в § 4, до последнего времени считался сверхпроводником титан. Основой для этого заключения (272, 296) послужило исчезновение сопротивления исследовавшегося образца титана. Магнитные измерения (392), напротив, показали, что индукция в титане изменяется в предполагаемой точке перехода весьма незначительно. Дело, повидимому, в том, что присутствовавшие в исследовавшихся образцах титана примеси, в первую очередь сверхпроводящие карбид и нигрид титана, образуют в его толще как бы сверхпроводящие нити. Сопротивление при этом может оказаться очень малым или равным нулю, магнитная же индукция не исчезнет. В настоящее время следует поэтому считать титан несверхпроводником (до $T = 1^\circ$), хотя здесь нужны все же новые эксперименты (достаточно исследовать сопротивление очень чистых образцов титана). К аналогичным результатам привели наблюдения над ураном, который на основе магнитных измерений (392) не является сверхпроводящим до $T = 0,98^\circ$. Небольшой магнитный эффект все же имеется (так же, как в титане), что делает возможным объяснить обнаруженную по сопротивлению сверхпроводимость урана (21) таким же образом, как это сделано выше для титана.

§ 9. Незатухающий ток в замкнутой сверхпроводящей цепи

В обычной (несверхпроводящей) замкнутой цепи, имеющей форму петли или кольца, изменение тока во времени определяется известным уравнением

$$\frac{L}{c^2} \frac{dJ}{dt} + RJ = \mathcal{E}, \quad (2,8)$$

где L — самоиндукция, R — сопротивление, c — скорость света и \mathcal{E} — электродвижущая сила; все величины выражены в гауссовой системе единиц (456). В практической системе, где R измеряется в омах, L — в генри, J — в амперах и \mathcal{E} — в вольтах, имеем:

$$L^* \frac{dJ^*}{dt} + R^* J^* = \mathcal{E}^*, \quad (2,9)$$

где звездочка означает, что выбрана практическая система единиц*.

Если электродвижущая сила создается путем индукции, то $\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ или $\mathcal{E}^* = -10^{-8} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$, где $\Phi \equiv \Phi^*$ — поток магнитного поля (или, что то же, индукции) через поверхность, опирающуюся на контур цепи, измеряемый в гауссах./см².

При отсутствии электродвижущей силы, например, если ее выключить, ток в цепи будет затухать и при этом, как легко видеть из (2, 9), по закону

$$J = J_0 e^{-\frac{R^* t}{L^*}}, \quad (2,10)$$

где J_0 — ток в момент $t = 0$, когда эдс была выключена.

Допустим теперь, что цепь является целиком сверхпроводящей, т. е. образующая ее проволока вся находится в сверхпроводящем состоянии. Тогда, если в цепи был создан ток, — как это сделать, мы сейчас увидим, и если сопротивление в сверхпроводящем состоянии действительно равно нулю, то этот ток не должен затухать. На основе измерения затухания тока в сверхпроводящей цепи оказывается поэтому возможным наиболее точное определение верхнего предела сопротивления в сверхпроводящем состоянии. Заметить какое-либо затухание сверхпроводящего тока, однако, не удается; он течет, не ослабевая, часами и длительность наблюдения ограничивается лишь возможностями поддержания металла при температуре ниже T_c . Соответствующие опыты, сопровождавшиеся оценкой их точности, привели к заключению, что удельное сопротивление сверхпроводников менее 10^{-20} ом·см⁽⁹⁸⁾; для примера укажем, что для чистой меди при гелиевых температурах $\rho \approx 10^{-9}$ ом·см. Таким образом, можно считать, что сопротивление в сверхпроводящем состоянии строго равно нулю.

Создание незатухающего тока в замкнутой сверхпроводящей цепи достигается одним из следующих двух способов. Первый состоит в том, что сверхпроводящая катушка, по

* Напомним, для удобства, что $R^* = 9 \cdot 10^{11} R$, $L^* = 10^{-9} L$, $J^* = 1/3 \cdot 10^9 J$, $\mathcal{E}^* = 300 \mathcal{E}$.

которой течет ток, вызываемый внешним источником, замыкается сверхпроводником (рис. 25), а внешний источник удаляется. В получающейся замкнутой сверхпроводящей цепи и течет незатухающий ток, прекращающийся, если цепь разомкнуть. Второй способ основан на индуцировании тока в замкнутой сверхпроводящей цепи изменяющимся во времени магнитным полем. Уравнение для этого процесса имеет вид:

$$L^* \frac{dJ^*}{dt} = -10^{-8} \frac{\partial \Phi}{\partial t}; \quad (2,11)$$

если внешнее магнитное поле H однородно в области, занимаемой рассматриваемой цепью, имеющей форму замкнутой катушки с n витками, то $\Phi = HS n \sin \alpha$, где S — площадь витков (площадь сечения катушки) и α — угол между полем и нормалью к плоскости витков. Из (2,11) следует, что

$$L^* J^* + 10^{-8} \Phi = (L^* J^* + 10^{-8} \Phi)_0, \quad (2,12)$$

где $(L^* J^* + 10^{-8} \Phi)_0$ — значение стоящей в скобках величины при $t=0$. Если вначале (при $t=0$) кольцо было в сверхпроводящем состоянии и $H=J^*=0$, то $L^* J^* = -10^{-8} \Phi$, т. е. значение тока в любой момент определяется потоком поля в этот же момент. Поэтому, если в этом случае выключить поле, ток становится равным нулю ($J^*=0$). Для того чтобы создать ток в цепи при отсутствии поля, приходится поступать следующим образом. Поле включают при температуре, при которой цепь находится в нормальном состоянии; вызванный включением поля ток при этом быстро затухает. Затем цепь охлаждается в постоянном поле ниже температуры перехода. В результате мы имеем сверхпроводящую цепь, в которой $J^*=0$ и $\Phi=\Phi_0$ равняется потоку внешнего поля. Последующее изменение, в частности, выключение поля, приводит к индукции тока в цепи, который на основании (2,12) равен:

$$J^*(t) = \frac{10^{-8} (\Phi_0 - \Phi(t))}{L^*}. \quad (2,13)$$

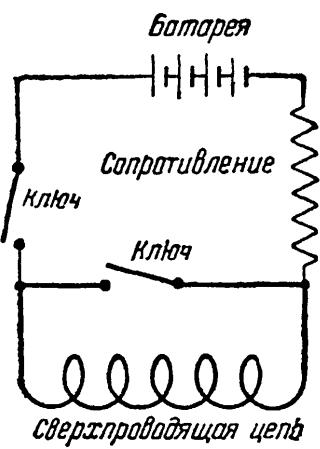


Рис. 25. Возбуждение сверхпроводящего тока в замкнутой цепи.

Это соотношение подтверждается опытом (239).

В случае разветвленной сверхпроводящей цепи соотношение между токами, текущими по ее различным, параллельно включенным участкам, определяется их само- и взаимоиндукцией. Мы не будем останавливаться на этом вопросе подробнее (см. (101, 161, 216, 219, 224, 419)), ограничившись указанием на то, что рассмотрение здесь аналогично используемому обычно для несверхпроводящих цепей (456), но с $R=0$. Заметим в заключение, что выше речь шла о так называемых квазилинейных цепях, в которых диаметром проволоки можно пренебречь по сравнению с расстоянием между проводами (диаметром катушки и т. п.). В этом случае распределение тока по проволоке роли не играет, значение потока внешнего поля через виток имеет вполне определенный смысл и, кроме того, представляет интерес лишь полный ток J , текущий по проволоке; с этим током мы и имели дело. (Помимо этого тока, имеются также токи, приводящие к экранировке магнитного поля в толще проволоки). В массивных проводниках также можно часто с успехом пользоваться уравнениями типа (2,11) и рассматривать лишь полный ток. При этом следует иметь в виду, что самоиндукция для тока в нормальном и сверхпроводящем состояниях различна, так как сверхпроводящий ток течет целиком по поверхности (точнее, в очень тонком поверхностном слое*), а в нормальном состоянии постоянный ток распределен по всей толще провода. Вообще же говоря, в случае массивных (неквазилинейных) сверхпроводников часто оказывается необходимым использовать дифференциальные уравнения поля, а не уравнения типа (2,11), получаемые при некоторых условиях с их помощью. Такой более общий подход к задаче развивается в гл. III.

* Тот факт, что сверхпроводящий ток течет по поверхности, а не по всему сечению провода, связан с отсутствием магнитного поля в сверхпроводнике. Действительно, если бы ток протекал в толще провода, то там неизбежно имелось бы отличное от нуля магнитное поле. Сказанное автоматически учитывается в уравнениях для сверхпроводящего тока, о которых будет идти речь в гл. III. Экспериментальное доказательство поверхностного характера сверхпроводящего тока см., например, в работах (299, 415).

§ 10. Тепловые свойства

Как известно, при переходе металлов из одного состояния в другое, т. е. при плавлении или аллотропическом превращении, связанном с изменением кристаллической структуры, выделяется или поглощается скрытая теплота перехода. Примером может служить переход белого олова в серое и наоборот. Существуют, однако, также так называемые фазовые переходы второго рода, при которых скрытая теплота отсутствует, но имеет место скачок теплоемкости и некоторых других свойств металла. Такие переходы наблюдаются, например, в целом ряде сплавов.

Отсутствие скрытой теплоты при переходе второго рода означает, что при этом не происходит перестройки решетки и вообще каких-либо резких изменений состояния тела, например изменения его объема. Обе фазы в самой точке перехода неразличимы друг от друга и лишь при удалении от этой точки свойства обеих фаз и зависимость этих свойств от температуры различны. Поэтому некоторые величины, определяемые производными термодинамических функций состояния тела по температуре, в частности теплоемкость, стремятся при приближении к точке перехода с разных сторон к различным пределам, т. е. испытывают скачок, хотя сами эти термодинамические функции (например энтропия и внутренняя энергия) непрерывны.

Переход из сверхпроводящего состояния металла в нормальное и обратно можно и нужно рассматривать как фазовый переход в термодинамическом смысле этого слова. Это связано с тем, что указанный переход в поле и без него происходит обратимо и состояние идеального сверхпроводника определяется значениями температуры и магнитного поля и не зависит от истории данного образца металла. О применении термодинамики к сверхпроводимости, основанном на подобной трактовке сверхпроводящего и нормального состояний, как двух фаз, мы будем подробнее говорить в гл. IV. Здесь же коснемся основных опытных фактов.

При отсутствии магнитного поля возникновение сверхпроводимости не связано с выделением или поглощением тепла, в то время как скачок теплоемкости имеет место (см. рис. 26) (169, 171, 187, 208). Таким образом, переход в сверхпроводящее состояние является фазовым переходом второго рода. Как вытекает из сказанного выше о характере этого перехода, мы должны заключить, что при температуре перехода обе фазы тождественны, точнее, стремятся к тождественности при приближении температуры к T_c . Электромагнитные свойства сверхпроводников находятся в полном

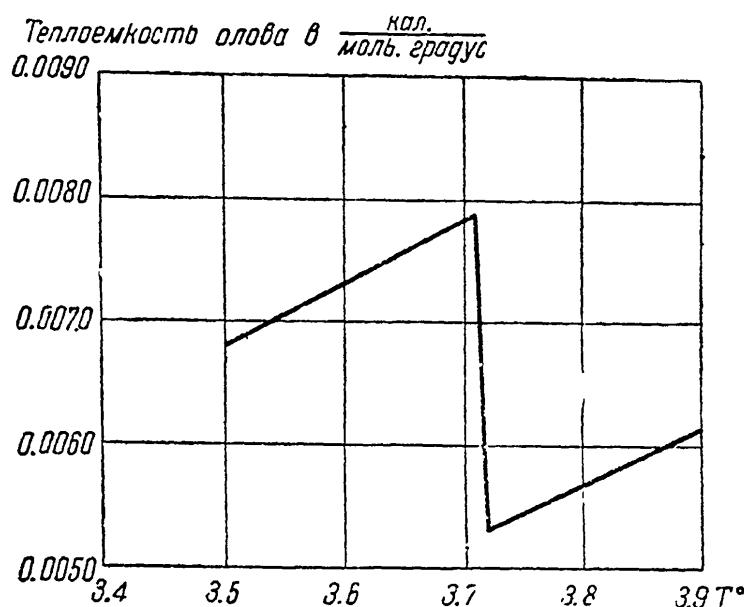


Рис. 26. Скачок теплоемкости олова при возникновении сверхпроводимости.

согласии с этим утверждением. Действительно, как мы видели при $T \rightarrow T_c$, глубина проникновения поля в сверхпроводник неограниченно возрастает, т. е. магнитные свойства обеих фаз, столь отличные вдали от точки перехода, становятся одинаковыми. Практически, правда, глубина проникновения очень мала уже совсем вблизи T_c , но это обстоятельство не меняет сути дела.

В магнитном поле переход из сверхпроводящего состояния в нормальное связан с поглощением тепла, а обратный переход с его выделением (188). Здесь, таким образом, мы имеем переход первого рода, т. е. такой же переход, как при плавлении, и т. д.

С упоминавшейся точки зрения на характер переходов это вполне понятно, поскольку в магнитном поле переход происходит при температуре, ниже нормальной критической температуры T_c . При температуре, более низкой чем T_c , глубина проникновения конечна и очень мала; металл в обоих состояниях поэтому резко отличен по своим свойствам (в данном случае — магнитным свойствам), и переход не может быть переходом второго рода. Подробные сведения о тепловых свойствах сверхпроводников и их связи с критическим магнитным полем приведены в гл. IV, здесь же упомянем еще о некоторых релаксационных явлениях, связанных с процессом перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное и наоборот (184, 208а, 209). Вопрос о том, обусловлены ли эти процессы кинетикой перехода, неизбежно сопровождающегося переохлаждением и перегревом отдельных элементов образца, или же связаны с механизмом разрушения сверхпроводимости, допускающим перегрев решетки относительно электронов в металле, еще остается совершенно открытым.

§ 11. Теплопроводность и нормальная проводимость

Теплопроводность металлов обусловливается, с одной стороны, теплопроводностью решетки и, с другой — теплопроводностью электронов, могущих перемещаться в металле, т. е. обеспечивающих металлическую проводимость. При переходе в сверхпроводящее состояние электроны проводимости получают возможность перемещаться без трения, т. е. без обмена энергией с решеткой, — в этом и состоит явление сверхпроводимости. Сверхпроводящий ток, далее, не связан с выделением тепла, и поэтому довольно естественно думать, что в сверхпроводящем состоянии электронная часть теплопроводности должна отсутствовать. Если бы это действительно имело место, то при температуре перехода наблюдался бы скачок теплопроводности. На опыте, однако, это не наблюдается (1, 128). Температурная зависимость теплосопротивления свинца, по последним данным (128), представлена на рис. 27. В нормальном состоянии теплосопротивление (равное еди-

нице, деленной на коэффициент теплопроводности) непрерывно падает; это падение продолжается без особых изменений и ниже T_k , когда нормальное состояние сохраняется путем помещения тела в магнитное поле, большее, чем критическое (эта часть кривой изображена пунктиром). В сверхпро-

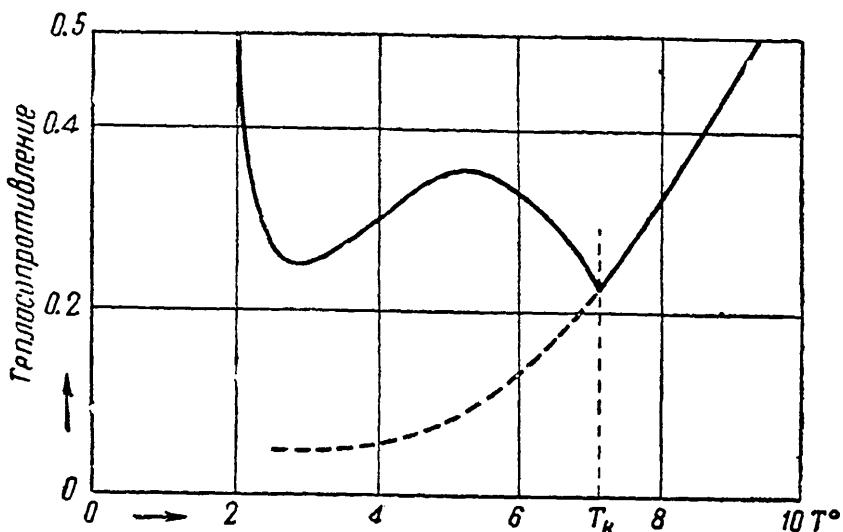


Рис. 27. Тепловое сопротивление свинца в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

водящем состоянии теплосопротивление, напротив, начинает плавно возрастать, причем при T_k скачок теплосопротивления места не имеет. Общая картина здесь такая, как если бы, начиная с температуры перехода, электронная часть теплопроводности непрерывно уменьшалась и при температуре на несколько градусов ниже T_k окончательно потеряла бы свое значение. Дальнейшая зависимость теплосопротивления от температуры такая же, как для изоляторов. Таким образом, мы приходим к мысли о том, что и в сверхпроводящем состоянии в металле имеются „нормальные“ электроны, число которых уменьшается с температурой и, быть может, приводит к увеличению числа „сверхпроводящих“ электронов, т. е. электронов, участвующих в сверхпроводящем токе. С этой точки зрения сверхпроводник должен обладать также нормальной, обычной проводимостью, т. е. в нем может течь обычный ток, связанный с выделением тепла. В обычных условиях этот нормальный ток должен полностью маскироваться сверхпроводящим током. Действительно,

если бы в сверхпроводнике имелось постоянное электрическое поле, необходимое для наличия постоянного нормального тока, то сверхпроводящий ток, который не встречает сопротивления, все время нарастал бы. Поэтому в стационарном случае электрическое поле в сверхпроводнике равно нулю и, например, при включении сверхпроводника в цепь постоянного тока падение напряжения на нем равно нулю и ток определяется сопротивлением несверхпроводящих участков цепи.

В переменном поле это уже не так. По законам электродинамики переменное магнитное поле обязательно связано с переменным электрическим полем; поэтому в поверхностном слое сверхпроводника, где внешнее переменное магнитное поле еще не затухло, будет присутствовать и электрическое поле. Это поле вызовет переменный сверхпроводящий ток, но, кроме того, приведет к появлению переменного нормального тока и, следовательно, джоулевым потерям, т. е. нагреванию тела. Эффект нагревания может быть заметен, однако, лишь для токов очень высокой частоты; качественные опыты такого типа были осуществлены (262) при частоте $1,46 \cdot 10^9$ герц, соответствующей длине волн в 20,5 см. Эти опыты действительно показали, что в сверхпроводнике имеется „нормальная“ проводимость, повидимому уменьшающаяся с температурой, в согласии с выводами из измерений теплопроводности.

Здесь мы также имеем, правда, еще недостаточно твердо доказанное подтверждение соображений о непрерывности возникновения сверхпроводимости; подтверждение состоит в том, что при T_c тепло- и электропроводность не меняются скачком, но лишь изменяют в точке перехода свою температурную зависимость. Число электронов, участвующих в переносе сверхпроводящего тока, при $T = T_c$ равно нулю. Ниже температуры перехода это число начинает плавно нарастать за счет уменьшения числа „нормальных“ электронов, т. е. за счет понижения „нормальной проводимости“.*

* Термин „нормальная проводимость“ в отличие от понятия о „нормальном токе“, быть может, несколько неудачен, поскольку мы можем гово-

Температурная зависимость электронной части теплопроводности и „нормальной“ проводимости должна в этом случае изображаться кривой типа, показанной на рис. 28.

Исследование температурной зависимости „нормальной“ проводимости в сверхпроводящем состоянии, несомненно,

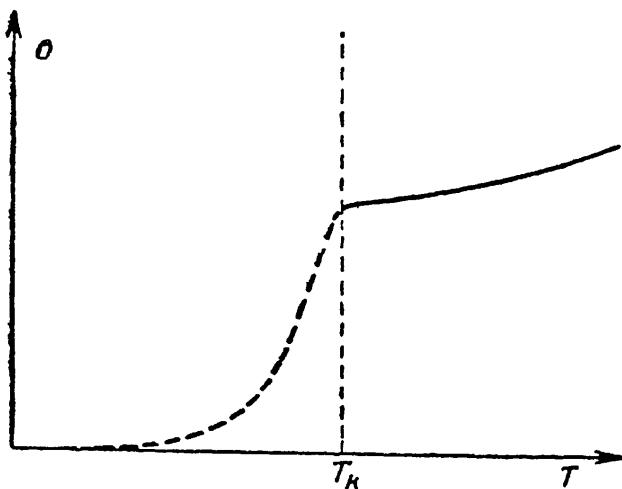


Рис. 28. Температурная зависимость „нормальной“ проводимости в сверхпроводящем состоянии.

составляет одну из наиболее актуальных экспериментальных проблем в области изучения сверхпроводимости. Исследование теплопроводности менее ценно, так как здесь можно сделать лишь косвенные заключения, поскольку остается неизвестной теплопроводность решетки и, кроме того, появляется новый, специфический для сверхпроводящего состояния, механизм теплопередачи (см. § 16).

§ 12. Общая картина сверхпроводимости

Выше были описаны важнейшие свойства сверхпроводников. Далее необходимо перейти к количественному рассмотрению вопроса, к теории сверхпроводимости. Прежде

рить о сверхпроводящем токе, но понятие о „сверхпроводящей проводимости“ не имеет смысла. Таким образом, по существу, в сверхпроводнике можно говорить лишь об одной проводимости, которая фигурирует в законе Ома для нормального тока (см. § 13). Тем не менее для того, чтобы подчеркнуть, что речь идет лишь о „нормальном“ токе, мы говорим также о „нормальной“ проводимости. После настоящего замечания это не должно повести к недоразумениям.

чем это сделать, представляется, однако, целесообразным подвести некоторые итоги изучения явления сверхпроводимости и дать качественную его картину.

Металлическая проводимость связана, как известно, с тем, что в металлах внешние электроны атомов коллективизированы и имеют возможность перемещаться по телу. Таким образом, в металлах в отличие от диэлектриков, электроны в известной мере „свободны“.* Под влиянием электрического поля эти „электроны проводимости“ начинают двигаться по направлению поля, т. е. идет ток. В нормальном состоянии металла электроны встречают сопротивление со стороны решетки. При этом сопротивление так велико, что инерцией электронов, при всех частотах поля вплоть до инфракрасных лучей, можно пренебречь и движение электронов определяется двумя силами: силой внешнего поля и силой трения. В результате мы получаем закон Ома, устанавливающий пропорциональность плотности тока и напряженности электрического поля. С „трением“ о решетку связано выделение тепла.

Явление сверхпроводимости, в первую очередь, состоит в том, что в сверхпроводящем состоянии может течь ток, не встречающий сопротивления и поэтому не связанный с выделением тепла. Кроме того, однако, в сверхпроводнике существует и нормальная проводимость, т. е. возможны токи двух типов: сверхпроводящий и нормальный. При этом переход в сверхпроводящее состояние существенно затрагивает лишь электроны проводимости, состояние же решетки остается неизменным, о чем свидетельствует отсутствие заметных изменений кристаллической структуры, удельного объема и т. д.

Задача феноменологической, макроскопической теории сверхпроводимости состоит в нахождении уравнений для токов в сверхпроводнике. Что касается нормального тока, то для него естественно принять закон Ома; сверхпроводящий же ток имеет совершенно другие свойства: этот ток

* Это отнюдь не значит, что они образуют некоторое подобие газа, напротив, скорее их можно уподобить жидкости и говорить об электронной жидкости в металле. Обо всем этом подробно будет идти речь в гл. VI.

не прекращается при отсутствии электрического поля; при наличии электрического поля происходит увеличение этого тока, т. е. с электрическим полем связано не само значение тока, а его производная по времени. Далее, сверхпроводящий ток при стационарном режиме определяется магнитным полем: мы видели, что этот ток всегда течет таким образом, чтобы заэкранировать магнитное поле в толще сверхпроводника.

С уравнениями, связывающими плотность сверхпроводящего тока с напряженностью магнитного и электрического полей, мы познакомимся в § 13 гл. III. Феноменологическая электродинамика сверхпроводников позволяет также рассмотреть поведение тонких слоев, некоторые термоэлектрические явления и т. д. Ряд вопросов, связанных с сверхпроводимостью, с успехом разрешается в результате применения термодинамических соотношений.

Микроскопическая, электронная теория металлов должна, раньше всего, объяснить, почему происходит возникновение сверхпроводимости, т. е. появляется возможность существования тока, текущего без сопротивления. Задачей электронной теории является, далее, нахождение температурной зависимости глубины проникновения поля, теплоемкости, электро- и теплопроводности и т. д.

Здесь мы не имеем еще сколько-нибудь законченной теории. Важно, однако, подчеркнуть, что, в отличие от довольно широко распространенного мнения, состояние микроскопической теории сверхпроводимости относительно немногим хуже состояния электронной теории металлов вообще. Дело сводится, главным образом, к тому, что некоторые приближенные представления о поведении электронов в металлах, оказывающиеся достаточными для качественного описания металлов в нормальном состоянии, не позволяют понять явление сверхпроводимости. Отсюда следует лишь и без того ясная ограниченность упомянутых представлений, на которых основывается существующая электронная теория металлов, отнюдь не являющаяся, таким образом, завершенной.

Открытие и исследование сверхтекучести гелия II (см. § 24) привели также к существенному прогрессу в области понимания явления сверхпроводимости, которое может рассматриваться как сверхтекучесть электронов в металле. В результате природа сверхпроводимости в качественном отношении становится довольно понятной. Подробнее на всем круге вопросов, связанных с микроскопической теорией, мы остановимся в гл. VI.

Глава III

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЕРХПРОВОДНИКОВ

§ 13. Основные уравнения

Настоящая глава, так же как и следующая, посвящена феноменологической теории сверхпроводимости, важность которой для всей проблемы трудно переоценить. По этой последней причине достаточно полное и подробное ознакомление с теорией и ее применениями представляется нам в обзоре по сверхпроводимости совершенно необходимым. Вместе с тем, при количественном рассмотрении сверхпроводимости неизбежно довольно широкое использование методов и результатов теории электромагнитного поля и связанного с ней аппарата векторного анализа, изложение которых было бы здесь неуместным*. Поэтому теория поля предполагается известной, и далее изложение в большинстве случаев ведется на достаточно серьезном уровне, рассчитанном на физиков. Читатели, недостаточно знакомые с используемым аппаратом, могут вывод и дискуссию основных соотношений теории либо пропустить, либо лишь просмотреть, обратившись к ее приложениям и результатам, которые изложены по возможности просто и независимо от общих вопросов.

После этих предварительных замечаний перейдем к установлению основных уравнений для электромагнитных процессов в сверхпроводниках.

* С этой целью читатель может обратиться к любому курсу теории поля (см., например, (456)).

Электродинамические процессы в любой системе тел, из которых некоторые могут быть сверхпроводниками, описываются уравнениями Максвелла

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3, 1)$$

$$\text{div } \vec{D} = 4\pi\rho, \quad (3, 2)$$

$$\text{rot } \vec{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3, 3)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0, \quad (3, 4)$$

где \vec{j} — плотность электрического тока,

ρ — плотность заряда,

\vec{E} и \vec{H} — напряженности электрического и магнитного полей,

\vec{D} и \vec{B} — индукции этих полей.

Условием применимости написанных уравнений является требование, чтобы все тела в системе покоились (обобщения на случай движущихся тел мы коснемся в § 15). Кроме того, мы отвлекаемся от известных ограничений (455), связанных с дисперсией и т. д.

Уравнения (3,1) — (3,4) приобретают определенный смысл лишь в том случае, если задать связи между частью входящих в них векторов, выразив, например, \vec{B} , \vec{D} и \vec{j} через \vec{E} и \vec{H} . В изотропных телах обычно можно считать, что

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}$$

и

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (3, 5)$$

где диэлектрическая постоянная ϵ , магнитная проницаемость μ и проводимость σ не зависят от векторов поля.

Мы будем считать, что и в сверхпроводящем состоянии $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, причем ϵ может иметь значение совсем не такое, как в нормальном состоянии. Далее, как уже упоминалось, μ очень близко к единице, и можно принять, что в

обоих состояниях $\vec{B} = \vec{H}$; обобщение, связанное с введением постоянного μ , очевидно.

Уравнение (3, 5) представляет собой известный закон Ома, записанный для плотности тока и поэтому часто называемый дифференциальным законом Ома. В (3, 5) не учитывается существующее слабое влияние на \vec{j} магнитного поля, приводящее к эффекту Холла; ввиду малости этого эффекта мы им пренебрегаем.

В сверхпроводниках связь (3, 5), т. е. закон Ома, места не имеет и задача феноменологической электродинамики сверхпроводников и состоит в замене этого соотношения другими. Последнее необходимо для того, чтобы уравнения поля приобрели конкретное содержание.

В сверхпроводниках могут течь два тока — нормальный и сверхпроводящий, плотности которых мы обозначим соответственно через j_n и j_s . Полная плотность тока, фигурирующая в (3, 1), равна, очевидно,

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_s. \quad (3, 6)$$

Для нормального тока естественно принять справедливость закона Ома*

$$\vec{j}_n = \sigma \vec{E}, \quad (3, 7)$$

где σ — „нормальная“ проводимость в сверхпроводящем состоянии.

Обоснование соотношения (3, 7), помимо аналогии с (3, 5) и соображений непрерывности перехода (см. § 11), состоит в том, что оба эти выражения являются простейшими, удовлетворяющими некоторым очевидным требованиям. Действительно, если мы предполагаем существование стационарного режима, при котором \vec{j} зависит от \vec{E} и производные \vec{j} по времени не фигурируют, то плотность тока должна быть направлена по полю и иметь, таким образом, вид $\vec{j} = f(E) \vec{E}$; разлагая

* Мы сейчас не учитываем анизотропии сверхпроводников, о чем речь будет ниже.

далее $f(E)$ в ряд, мы получаем (3,5) и (3,7), если ограничимся первым постоянным членом этого разложения. Поскольку поля в металлах всегда очень малы, это ограничение вполне естественно. Кроме того, пропорциональность тока полю получается при весьма различных предположениях о поведении электронов в металлах (см. § 23).

В (3,7), так же как в (3,5), пренебрегается инерцией электронов, что законно при частотах переменного поля меньших примерно 10^{12} герц.

Теперь нужно установить связь между векторами поля и плотностью сверхпроводящего тока

$$\vec{j}_s = \vec{j} - \vec{j}_n = \vec{j} - \sigma \vec{E}. \quad (3,8)$$

Получение уравнения для \vec{j}_s в рамках феноменологической теории, разумеется, невозможно. Мы должны либо установить эти уравнения на основе опытных данных, как это, например, имеет место в случае закона Ома для нормальных проводников, либо получить их с помощью микроскопической теории. К этому вопросу мы еще вернемся в гл. VI, однако, уже здесь целесообразно не просто принять новые уравнения, а указать хотя бы на грубые соображения, приведшие к их установлению (25, 257, 258, 2).

Поскольку сверхпроводящий ток не встречает сопротивления, очевидна необходимость учета инерции электронов, переносящих этот ток; силу сопротивления (трения), напротив, можно не учитывать, так как в сверхпроводящем состоянии сопротивление равно нулю. Если исходить из модели свободного электронного газа в металле, то для движения какого-либо электрона имеем обычное уравнение движения

$$\frac{d\vec{mv}}{dt} = e \vec{E}, \quad (3,9)$$

где e и m — заряд и масса электрона и \vec{v} — его скорость.

Умножая обе части этого соотношения на заряд и на концентрацию электронов, участвующих в сверхпроводящем

токе n , а также учитывая, что $\vec{j}_s = e\vec{n}v$, получаем:

$$\frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t} = \vec{E}, \quad (3, 10)$$

где

$$\Lambda = \frac{m}{e^2 n}. \quad (3, 11)$$

Не говоря уже о том, что приведенные соображения не могут претендовать на строгий вывод уравнения (3, 10), следует заметить, что даже в рамках столь грубых соображений нельзя оправдать отсутствие в правой части (3, 9) и (3, 10) силы магнитного поля на ток. Действительно, в (3, 9) нужно писать член $e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} \left[\vec{v} \vec{H} \right] \right\}$ вместо $e\vec{E}$, в результате чего в (3, 10), вместо \vec{E} , будет стоять выражение $\vec{E} + \frac{I}{ecn} [\vec{j}_s \vec{H}]$. Получающееся, таким образом, уравнение, однако, заведомо не верно, поскольку, как показывает опыт, при отсутствии электрического поля $\frac{\partial \vec{j}_s}{\partial t} = 0$.

Кроме того, уравнение (3, 10) написано с использованием частной производной по t , в то время как вывод вполне допускает употребление полной производной, что совсем не одно и то же, так как $\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\Gamma)\vec{v}$. Однако, как будет видно из дальнейшего, удобно выбрать за основное именно уравнение (3, 10), которое мы и сохраним, причем под Λ нужно понимать новую, характерную для сверхпроводящего состояния, постоянную, поскольку, даже если использовать соотношение (3, 11), величина n в нем остается неизвестной.

Подставляя (3, 10) в (3, 3), мы имеем ($\vec{H} = \vec{B}$):

$$\text{rot} \frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},$$

или

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\text{rot} \Lambda \vec{j}_s + \frac{1}{c} \vec{H} \right) = 0. \quad (3, 12)$$

Предполагая нормальный ток отсутствующим и пренебрегая в (3, 1) током смещения, что для металлов всегда допу-

стимо*, мы можем использовать это последнее уравнение в виде:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_s. \quad (3, 13)$$

Далее,

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} &= -\Delta \vec{H} + \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \operatorname{rot} \vec{j}_s, \\ (\Delta &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}). \end{aligned}$$

Учитывая (3, 4), где $\vec{B} = \vec{H}$, считая, что Λ не зависит от координат, и используя приведенные формулы, мы легко получаем из (3, 12) уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta \vec{H} - \frac{4\pi}{\Lambda c^2} \vec{H} \right) = 0. \quad (3, 14)$$

Если $\Lambda = 0$, то (3, 10) переходит в условие

$$\vec{E} = 0$$

и (3, 14) в условие

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0, \quad (3, 15)$$

что ясно сразу из (3, 3).

В случае, например, плоской поверхности, параллельной внешнему магнитному полю, из (3, 14) вытекает, что внутри тела

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_0 e^{-\frac{x}{\delta}}, \quad (3, 15')$$

где $\left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_0$ — значение $\frac{\partial H}{\partial t}$ на границе раздела, x — расстояние от этой границы в глубь тела, и глубина проникновения δ равна

$$\delta = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{4\pi}}. \quad (3, 16)$$

Таким образом, учет инерции эквивалентен замене (3, 15) на (3, 15').

* Мы рассматриваем частоты, меньшие, чем 10^{11} герц. При больших частотах все равно имеет место дисперсия, и сверхпроводимость исчезает.

Решение (3, 15') показывает, что в сверхпроводящем состоянии в толще тела, т. е. при $x \gg \delta$, $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$, или $H = \text{const}$ (не зависит от времени). Между тем, мы видели (см. § 8), что в толще сверхпроводника всегда

$$\vec{H} = 0. \quad (3, 17)$$

Это имеет место и в том случае, когда можно было бы надеяться на сохранение поля в металле, включив его при температуре выше критической, когда оно свободно пронизывает образец; однако, если затем охладить металл ниже температуры перехода, то магнитное поле будет вытолкнуто из его толщи. Условие (3, 17) сохраняется, таким образом, независимо от истории образца. Этот факт обычно рассматривается (см., например, (1)) как противоречащий уравнению (3, 10). Подобное мнение, однако, неверно, поскольку в упомянутом эксперименте тело сначала находилось в нормальном состоянии и затем перешло в сверхпроводящее, в то время как уравнение (3, 10) относится лишь к сверхпроводящему состоянию. Поэтому заключение о неизменности \vec{H} в толще тела относится лишь к процессам, происходящим целиком в сверхпроводящей области; переходная область нуждается в совершенно особом рассмотрении.

Из сказанного следует, что мы должны дополнить уравнение (3, 12) (или вытекающее из него) требованием, чтобы из равенства $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0$ вытекало условие $\vec{H} = 0$, т. е. отобрать лишь часть решений, допускаемых уравнением (3, 10). Легко видеть, что это требование эквивалентно замене уравнения (3, 12) его интегралом:

$$\text{rot} \vec{A} j_s = -\frac{1}{c} \vec{H}. \quad (3, 18)$$

Из (3, 18) и (3, 13) следует, что

$$\Delta \vec{H} - \frac{1}{\delta^3} \vec{H} = 0. \quad (3, 19)$$

В случае однородного магнитного поля, параллельного сверхпроводящему полупространству, для поля в металле

получаем вместо (3,15) решение

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-\frac{x}{\delta}}, \quad (3, 19')$$

где \vec{H}_0 — поле вне тела и δ — глубина проникновения (3, 16).

Вместо того чтобы исключить из (3, 18) и (3, 14) ток \vec{j}_s , можно из тех же уравнений исключить поле \vec{H} , применив к (3, 18) операцию rot и использовав (3, 13), имеем:

$$\text{rot rot } \vec{\Lambda j}_s = -\Delta \vec{\Lambda j}_s + \text{grad div} \vec{\Lambda j}_s = -\frac{1}{c} \text{rot} \vec{H} = -\frac{4\pi}{c^2} \vec{j}_s.$$

В стационарном случае $\text{div} \vec{j}_s = 0$ и поэтому, в случае не зависящей от координат величины Λ , окончательно получаем:*

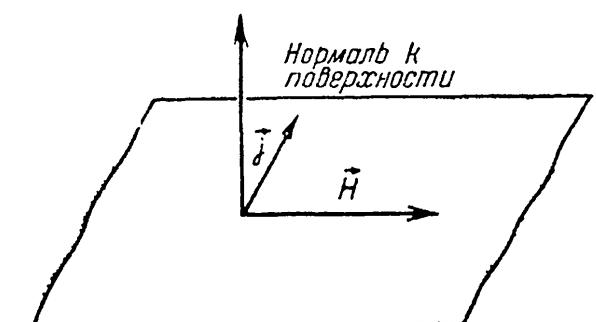
$$\Delta \vec{j}_s - \frac{1}{\delta^2} \vec{j}_s = 0. \quad (3, 20)$$

В случае полупространства, когда для \vec{H} справедливо решение (3, 19'), выражение для \vec{j}_s такого же типа, причем с помощью (3, 18) устанавливается связь между j_{s0} и H_0 :

$$j_s = j_{s0} e^{-\frac{x}{\delta}} = \frac{\delta}{c\Lambda} H_0 e^{-\frac{x}{\delta}} = \frac{\delta}{c\Lambda} H = \frac{c}{4\pi\delta} H; \quad (3, 21)$$

ток направлен перпендикулярно к \vec{H} (см. рис. 29). Решения (3, 19') и (3, 21) приближенно справедливы и для неплоских сверхпроводников при условии, что их минимальные размеры L и радиус кривизны R многое больше δ :

$$L \gg \delta, R \gg \delta. \quad (3, 22)$$



В этом случае H_0 — поле

на границе тела, могущее быть в различных точках различным, но также практически не меняющееся (вне тела)

* Напомним, что в (3, 13) мы считаем также отсутствующим нормальный ток.

на расстояниях порядка δ ; под x нужно теперь понимать расстояние, отсчитываемое по нормали к поверхности.

Уравнение (3,18) носит как бы характер дополнительного условия, отбирающего лишь часть решений уравнения (3,10), и не менее важно, чем это последнее. Для стационарного случая уравнение (3,10) приводит к утверждению о равенстве нулю электрического поля в сверхпроводнике, в то время как уравнение (3,18) определяет связь сверхпроводящего тока с магнитным полем и имеет поэтому фундаментальное значение. Вместе с тем, соотношение (3,18), установленное в работе Ф. и Г. Лондон (257,2), имеет довольно надежное обоснование в рамках микроскопической теории (см. § 25). В настоящее время оно должно рассматриваться как основное. Дифференцируя это уравнение по времени и используя (3,3), имеем

$$\text{rot} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial t} \vec{j}_s - \vec{E} \right) = 0,$$

откуда следует, что

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial t} \vec{j}_s = \vec{E} + \text{grad } \varphi, \quad (3,23)$$

где φ — некоторый скаляр.

Таким образом, уравнение (3,10) вытекает из (3,18), если положить $\text{grad } \varphi = 0$.

Соображения, изложенные в § 16, и более детальное гидродинамическое исследование (см. (32) и § 23) показывают, что для $\text{grad } \varphi$ естественно принять выражение

$$\text{grad } \varphi = -\frac{1}{en} \text{grad} \frac{\Lambda j_s^2}{2}, \quad (3,24)$$

где заряд сверхпроводящих электронов $Q = en$ должен рассматриваться в качестве новой постоянной (знак выбран так, что для электрона $e < 0$); если в (3,11) и (3,24) считать e и m зарядом и массой свободного электрона, то

$$Q = \frac{m}{e\Lambda} \text{ и } \text{grad } \varphi = \frac{e\Lambda^2}{2m} \text{grad } j_s^2 \sim 2,7 \cdot 10^{17} \text{ grad } (\Lambda j_s)^2.$$

В стационарном случае ток определяется уравнением (3,18) и, как мы видели (см. (3,21)), у поверхности сверхпровод-

ника $j_s \sim \frac{c}{4\pi\delta} H_0$. Плотность тока убывает в глубь сверхпроводника и $\text{grad } (\Lambda j_s)^2 \sim \frac{2\Lambda j_s^2}{\delta} \sim \frac{c^2 \Lambda^2}{8\pi^2 \delta^3} H_0^2 = \frac{2\delta}{c^2} H_0^2$.

Принимая для δ значение 10^{-5} см*, имеем: $\frac{e\Lambda^2}{2m} \text{grad } j_s^2 \sim 6 \cdot 10^{-5}$, если $H = 100$ гаусс. Таким образом, в стационарном случае, когда $\frac{\partial \Lambda j_s}{\partial t} = 0$, при наличии члена (3, 21), в сверхпроводнике должно присутствовать электрическое поле

$$\vec{E} = \frac{\Lambda}{2Q} \text{grad } j_s^2 \quad (3, 25)$$

равное примерно $6 \cdot 10^{-5}$ CGSE = $1,8 \cdot 10^{-2}$ вольт/см (при $H_0 = 100$) и направленное в глубь тела. Это поле будет вызвано зарядами, которые скопляются вблизи поверхности; связь этих зарядов с \vec{E} определяется уравнением (3, 2), т. е.

$$\rho = \frac{\Lambda \epsilon}{8\pi Q} \Delta j_s^2, \quad (3, 26)$$

где ϵ — неизвестная диэлектрическая постоянная металла.

Дальнейшее исследование (32) показывает, что поле, связанное с членом (3, 24), в стационарном случае присутствует лишь в сверхпроводнике, а вне его равно нулю.

По сути дела, поле (3, 25) носит, таким образом, несколько фиктивный характер: его действие на заряды уравновешивается гидродинамическим давлением, пропорциональным $\text{grad } j_s^2$. Поэтому особого интереса добавка (3, 24) не имеет и, во всяком случае, связанные с ней эффекты требуют для своего наблюдения специальных опытов. Заметим, что если вводить рассматриваемый дополнительный член, то нужно изменить также уравнение (3, 7), записав его в виде

$$\vec{j}/\sigma = \vec{E} - \frac{\Lambda}{2Q} \text{grad } j_s^2, \quad (3, 27)$$

* Если в (3, 11) принять в качестве e и m значения для свободного электрона и положить $n = 5 \cdot 10^{22}$, что соответствует примерно концентрации, получающейся из расчета участия в проводимости одного электрона на атом, то $\Lambda \approx 6 \cdot 10^{-32}$ и $\delta \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см. Получающееся на опыте значение δ больше этого в 5—6 раз и еще значительно больше при температурах, близких к $T_{\text{К}}$.

поскольку, в противном случае, при стационарном режиме имелась бы диссипация энергии, что противоречит опыту. Связь между (3, 24) и (3, 27) ясна также из соображений § 16.

Проблема введения добавочной силы (3, 24) заслуживает известного внимания и не может считаться окончательно выясненной. Тем не менее, для основных проблем теории этот вопрос совершенно не существенен. Поэтому мы будем пользоваться уравнением (3, 10) без всяких дополнений, имея в виду, что в будущем для рассмотрения каких-либо вопросов, возможно, придется внести здесь некоторые изменения.

Резюмируя все сказанное, мы приходим к следующей системе уравнений для токов в сверхпроводниках:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_s, \quad (3, 6)$$

$$\vec{j}_n = \sigma \vec{E}, \quad (3, 7)$$

$$\frac{\partial \Lambda \vec{i}_s}{\partial t} = \vec{E}, \quad (3, 10)$$

$$\text{rot } \Lambda \vec{j}_s = -\frac{1}{c} \vec{H}. \quad (3, 18)$$

Все эти уравнения вместе заменяют закон Ома (3, 5), определяющий плотность тока в нормальных проводниках. Необходимость использования для \vec{j}_s двух уравнений ясна из сказанного выше и связана также с тем, что, в отличие от закона Ома, уравнения (3, 5) и (3, 7) носят не алгебраический, а дифференциальный характер.

Уравнения поля (3, 1) — (3, 4), совместно с указанными связями между \vec{B} , \vec{D} , \vec{E} и \vec{H} и уравнениями (3, 6), (3, 7), (3, 10) и (3, 18), образуют полную систему уравнений электромагнитного поля в неподвижных сверхпроводниках.

Из уравнений Максвелла вытекает так называемая теорема Пойнтинга, представляющая собой уравнение сохранения энергии:

$$\frac{c}{4\pi} \text{div} [\vec{E} \vec{H}] + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H^2 + \epsilon E^2}{8\pi} \right) = -(\vec{j} \vec{E}). \quad (3, 28)$$

Используя (3,6), (3,7) и (3,10), мы получаем:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H^2 + \epsilon E^2}{8\pi} + \frac{\Lambda j_s^2}{2} \right) + \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}] = -\sigma E^2 = -\frac{j_s^2 n}{\sigma}. \quad (3,29)$$

Это уравнение показывает, что плотность энергии поля в сверхпроводниках равна

$$w(s) = \frac{H^2 + \epsilon E^2}{8\pi} + \frac{\Lambda j_s^2}{2}, \quad (3,30)$$

где последний член учитывает энергию тока и представляет собой, по сути дела, его кинетическую энергию. Мы не будем здесь приводить выражения для всех компонентов тензора энергии и импульса и для пондеромоторных сил, действующих на сверхпроводники (2, 217, 260).

Как уже указывалось, переход из нормального в сверхпроводящее состояние, и, наоборот, происходит непрерывно. С этой точки зрения важно выяснить поведение уравнений для \vec{j}_s при $T \rightarrow T_\kappa$ (88).

Из того факта, что при $T \rightarrow T_\kappa, \delta \rightarrow \infty$, на основании (3,16) вытекает, что

$$(\text{при } T \rightarrow T_\kappa) \} \quad (3,31)$$

Отсюда и из (3,10) и (3,18) следует, что при T_κ сверхпроводящий ток должен исчезать, т. е.

$$\left. \begin{array}{l} j_s \rightarrow 0 \\ (\text{при } T \rightarrow T_\kappa) \end{array} \right\}, \quad (3,32)$$

так как значения полей \vec{E} и \vec{H} в (3,10) и (3,18) конечны и в значительной степени определяются условиями на границе сверхпроводника (см. например (3,21), откуда следует непосредственно, что $j_s \rightarrow 0$, при $\delta \rightarrow \infty$).

Условие (3,32) означает, что в точке перехода полный ток совпадает с нормальным и при этом равен $\sigma \vec{E}$, т. е. мы получаем закон Ома. Помимо этого, в точке перехода, в силу (3,31) и (3,32) уравнения (3,10) и (3,18) не накладывают никаких условий на поля \vec{E} и \vec{H} . Таким образом, действительно, система уравнений для токов в сверхпроводнике

удовлетворяет требованию непрерывного перехода в уравнения для тока в нормальном состоянии.

Выше сверхпроводник считался изотропным телом. Это, вообще говоря, не верно, так как все кристаллы анизотропны, хотя в ряде случаев, в частности при рассмотрении поликристаллических материалов, анизотропия не существенна. В монокристаллах, с которыми приходится иметь дело, чтобы наблюдать явления в особенно чистом виде, в нормальном состоянии закон Ома (3,5) принимает вид:

$$j_i = \sigma_{ik} E_k, \quad (3,33)$$

где индекс i означает, что берется i -ая компонента вектора и по индексу k производится суммирование (например, $j_1 = \sigma_{11}E_1 + \sigma_{12}E_2 + \sigma_{13}E_3$).

Тензор электропроводности σ_{ik} симметричен, и его главные значения, определяющие проводимость по трем главным направлениям, могут весьма сильно отличаться друг от друга (4,71а). Так например, для V_1 отношение главных значений σ_{ik} равно 1,34, а для T_1 — даже 3,64 (при 0°C). Напомним также, что у кубических кристаллов анизотропия электропроводности отсутствует, т. е. σ_{ik} вырождается в скаляр, а у кристаллов гексагональной и тетрагональной структуры различается лишь проходимость по главной оси (оси симметрии) и в перпендикулярном направлении (т. е. в этом случае два главных значения равны друг другу). Для нормального тока в сверхпроводящем состоянии естественно принять выражение типа (3,33):

$$j_{i,i} = \sigma_{ik} E_k. \quad (3,34)$$

Для тока j_s в кристалле мы таким же путем, как выше, придем к уравнениям (89):

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \vec{\Lambda}(\vec{j}_s) &= -\frac{1}{c} \vec{H} \\ \frac{\partial \vec{\Lambda}(\vec{j}_s)}{\partial t} &= \vec{E} \end{aligned} \right\}, \quad (3,35)$$

где $\vec{\Lambda}(\vec{j}_s)$ — линейная векторная функция \vec{j}_s , т. е. $\Lambda_i(\vec{j}_s) = \Lambda_{ik} j_{s,k}$, где Λ_{ik} — новая тензорная величина, заменяющая

скаляр Λ в изотропном случае. Поскольку сверхпроводящий ток не связан с диссипацией энергии, в симметричности тензора Λ_{ik} трудно сомневаться.

До настоящего времени анизотропия сверхпроводящих свойств еще не установлена. Опыты по измерению зависимости критического магнитного поля от ориентировки относительно поля массивных монокристаллических образцов приводят (139, 330) к отрицательному результату (т. е. ориентировка на H_k не влияет). Это вполне понятно, так как влияние анизотропии может оказаться лишь на различной глубине проникновения поля и различной температурной зависимости этой глубины в разных направлениях. При опытах же с массивными образцами глубиной проникновения можно пренебречь. Обнаружение анизотропии должно поэтому проводиться методами, позволяющими измерять $\Lambda_{ik}(T)$, т. е. либо на объектах, размеры которых сравнимы с глубиной проникновения, либо методом взаимоиндукции (49). Поскольку этот вопрос еще не исследован, мы не будем его здесь касаться подробнее (см., однако, § 14 и § 16).

§ 14. Некоторые применения

Установленные выше уравнения для поля в сверхпроводниках позволяют сформулировать и в принципе решить любую электродинамическую задачу. При этом, помимо уравнений, необходимо использовать обычные условия (2, 3), справедливые на границе между сверхпроводником и вакуумом, диэлектриком или другим проводником (нормальным или сверхпроводящим). В случае границы двух проводников нужно также учесть, что в стационарном случае нормальные компоненты полного тока с обеих сторон границы равны друг другу. Это условие является, собственно, следствием уравнения непрерывности, имеющего для стационарного случая вид:

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0, \quad (3,36)$$

где \vec{j} — полная плотность тока в любой среде.

В § 13 мы уже привели попутно решение задачи о поле и токе в плоском или слабо-искривленном сверхпроводнике (см. (3, 19') и (3, 21')). Остановимся здесь на некоторых других важнейших задачах.

Начнем со случая бесконечной пластиинки, о которой уже шла речь в § 8. Магнитное поле мы считаем однородным, направленным параллельно пластине и одинаковым с обеих ее сторон. Выбрав направление, нормальное к пластине, за ось x (см. рис. 30) и учитывая, что поле и ток могут, по соображениям симметрии, зависеть только от этой координаты, мы для $j_y=j$ и $H_z=H$, в силу (3, 19) и (3, 20), имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2j}{dx^2} - \frac{1}{\delta^2} j &= 0, & \frac{d^2H}{dx^2} - \frac{1}{\delta^2} H &= 0 \\ \delta^2 &= \frac{\Lambda c^2}{4\pi} \end{aligned} \right\}. \quad (3, 37)$$

Общее решение этих уравнений имеет вид $H = A e^{\frac{x}{\delta}} + B e^{-\frac{x}{\delta}}$ и аналогично для j , где A и B — произвольные постоянные. На границах пластины при $x = \pm d$, $H = H_0$, откуда и определяются постоянные A и B ; в результате мы имеем решение задачи:

$$H = H_0 \frac{\operatorname{ch} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}}. \quad (3, 38)$$

Уравнение (3, 18) приобретает в рассматриваемом случае вид:

$$\Lambda \frac{dj}{dx} = -\frac{1}{c} H.$$

Отсюда, из (3, 38) и из первого уравнения (3, 37) следует, что

$$j = -\frac{\delta}{\Lambda c} \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}} = -\frac{c}{4\pi\delta} \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}}, \quad (3, 39)$$

где знак минус связан с тем, что при $x > 0$ ток направлен по отрицательной оси y . Распределение поля и тока иллюстрируется рис. 30.

*

Без особого труда может также быть решена задача о поле в бесконечном круговом цилиндре (однородное внешнее поле параллельно его оси). (2,217). Решены также задачи о поле и токе в случае кругового цилиндра в перпендикулярном его оси поле (218) и в случае шара (250, 218).

В этом последнем случае вне тела поле является суммой внешнего поля \vec{H}_0 и поля магнитного диполя с моментом

$$\vec{M} = -\frac{R_0^3}{2} \left(1 - \frac{3\delta}{R_0} \coth \frac{R_0}{\delta} + \frac{3\delta^2}{R_0^2} \right) \vec{H}_0, \quad (3, 40)$$

где R_0 — радиус шара.

Для малых значений $\frac{R_0}{\delta}$

$$\vec{M} = -\frac{R_0^5}{30\delta^2} \vec{H}_0. \quad (3, 41)$$

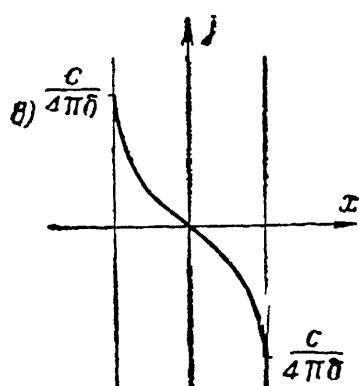
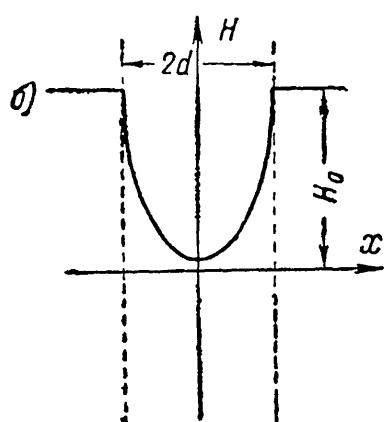
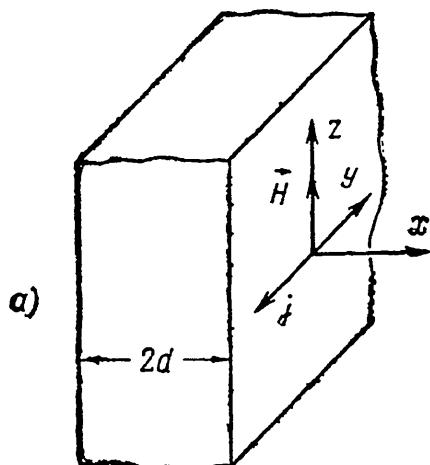
Если значением $\frac{\delta}{R_0}$ можно пренебречь, то момент такой же, как в случае идеального диамагнетика:

$$\vec{M} = -\frac{R_0^3}{2} \vec{H}_0. \quad (3, 42)$$

Измерение магнитного момента может быть, очевидно, использовано для нахождения $\delta(T)$ (см. § 8 и (391)). Выражение для поля в самом шаре мы приводить не будем, отсылая к цитированным работам.

Рис. 30. Распределение поля и тока в тонко³ сверхпроводящей пластине.

Некоторый интерес имеют также задачи несколько иного типа, а именно, о распределении тока в сверхпроводнике, соединяющемся каким-то образом с нормальным проводником. Так, можно найти (2) решение в случае сверхпроводящей сферы в бесконечном нормальном проводнике и в случае



сверхпроводящего цилиндра, соединяющегося с нормально проводящими цилиндрами. Распределение тока в этих случаях представлено на рис. 31 и 32 в предположении, что радиус сферы или цилиндра в 20 раз больше глубины проникновения.

Остановимся кратко также на случае анизотропной пластины во внешнем поле в условиях, ясных из рис. 30, а.

Считая, что $j_n = 0$, применяя к первому из уравнений (3, 35) операцию rot и используя уравнения (3, 13), имеем

$$\text{rot} \quad \text{rot} \quad \vec{\Lambda} (\vec{j}_s) = \nabla \cdot \vec{\Lambda} (\vec{j}_s) - \Delta \vec{\Lambda} (\vec{j}_s) = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}_s. \quad (3, 43)$$

Если ось y совпадает с одним из главных направлений тензора Λ_{ik} , т. е. с осью симметрии кристалла, то

$$\Lambda_y (\vec{j}_s) = \Lambda_y j_{sy}, \quad \Lambda_x = \Lambda_z = 0, \quad (3, 44)$$

где Λ_y — главное значение Λ_{ik} , соответствующее оси y .

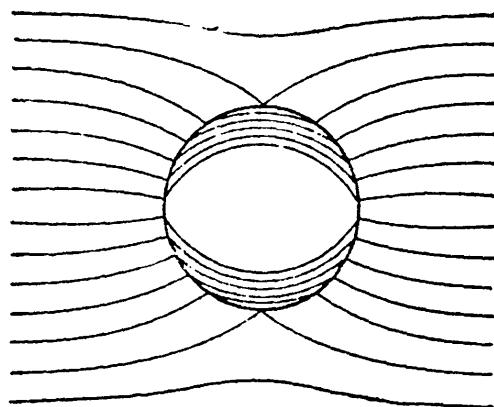


Рис. 31. Распределение тока в сверхпроводящей сфере, находящейся в нормальном сверхпроводнике (указаны линии тока).

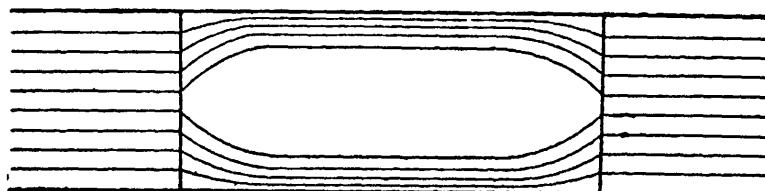


Рис. 32. Распределение тока в сверхпроводящем участке цепи.

Мы видим, что в рассматриваемом случае задача не отличается от изотропной, так как $\nabla \cdot \vec{\Lambda} (\vec{j}_s) = 0$ и (3, 43) переходит в уравнение

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 j}{dx^2} - \frac{1}{\delta_y^2} j \\ \delta_y^2 = \frac{c^2 \Lambda_y}{4\pi} \end{aligned} \right\}, \quad (3, 45)$$

где $j = j_y$.

Разница между этим уравнением и уравнением (3,37) только в том, что вместо Λ стоит Λ_y , т. е. величина, меняющаяся в зависимости от того, какая из осей кристалла совпадает с осью y . Поэтому, если бы удалось провести опыты с монокристальными тонкими пленками и при этом с различной ориентацией осей, можно было бы определить Λ_{yk}^* . Осуществить подобный эксперимент в настоящее время вряд ли возможно. Более перспективным представляется попытка обнаружить анизотропию глубины проникновения методом взаимоиндукции (см. § 8 и (49)), применимым к массивным образцам.

Как мы уже указывали, однако, этот способ измерения δ пока еще не привел к определенным результатам.

Перейдем теперь к проблеме устойчивого, незатухающего тока в сверхпроводящей цепи, которую будем для определенности считать имеющей форму кольца (рис. 33). Этот вопрос уже рассматривался в § 9, но здесь целесообразно вернуться к нему на основе уравнений поля (2,7), без введения понятия о самоиндукции (нужно, впрочем, иметь в виду, что по сути дела оба эти способа эквивалентны).

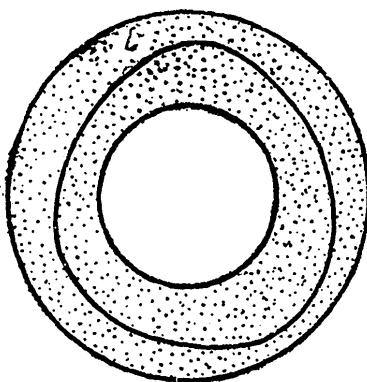
Рис. 33. Сверхпроводящее кольцо.

Проведем внутри сверхпроводника некоторую замкнутую кривую, которую нельзя свести в точку, не вынося из сверхпроводника. Поверхность S , опирающаяся на эту кривую, лежит частично в вакууме, частично в сверхпроводнике. Из уравнения поля (3,3) по теореме Стокса следует (456), что

$$\int_s \frac{\partial H_n}{\partial t} dS = -c \oint_l E_t dl, \quad (3,46)$$

где H_n — проекция поля $H = B$ на нормаль к элементу поверхности dS ; E_t — проекция электрического поля на эле-

* Поскольку при $T \rightarrow T_k$ Λ сильно возрастает, вблизи критической температуры „тонкая пленка“ может быть на деле весьма толстой (нужно, чтобы отношение $\frac{\delta}{d}$ было порядка единицы).



мент dl контура L и кружок на втором интеграле означает, что он взят по всему замкнутому контуру.

Интеграл в правой части распространяется, очевидно, целиком на сверхпроводящую область, так как контур L лежит в этой области. Поэтому, заменяя E , согласно (3, 23) через $\frac{\partial \Lambda j_s}{\partial t} - \text{grad } \varphi$ и учитывая, что $\oint \text{grad } \varphi = 0$, имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_S H_n dS + c \Lambda \oint j_{s,l} dl \right),$$

т. е. мы приходим к выводу о неизменности во времени величины $\int H_n dS + c \oint j_{s,l} \Lambda dl$. С помощью уравнения (3, 18), справедливого в сверхпроводнике, можно показать, что значение этой величины не зависит от положения контура L внутри кольца. Далее, контур можно выбрать так, чтобы он целиком лежал в толще кольца, где $j_s = 0$. Отсюда следует, что во времени сохраняется поток магнитного поля через контур, т. е.

$$\int_S H_n(t) dS = \int_S H_n(t_0) dS, \quad (3, 47)$$

где t и t_0 — различные моменты времени.

Итак, поток магнитного поля через кольцо неизменен во времени, независимо от изменений внешнего магнитного поля; под H выше в (3,46) — (3,47), разумеется, нужно понимать полное поле, равное сумме внешнего поля и поля, создаваемого токами, текущими в самом кольце. Доказанная теорема объясняет устойчивость незатухающих токов в кольце, так же как их образование. Если, например, вначале кольцо находилось в магнитном поле и результирующий ток по сечению кольца равнялся нулю, то после выключения поля по кольцу потечет такой ток, магнитное поле которого обеспечит сохранение постоянства потока и кольцо будет себя вести, как постоянный магнит. Состояние, в котором по кольцу течет ток, является, очевидно, не энергетически низшим, а метастабильным.

Рассмотрим теперь случай переменного электромагнитного поля с частотой ω ; векторы поля и тока предполагаются поэтому зависящими от времени только через мно-

житель $e^{i\omega t}$. Из уравнений поля (3,1) — (3,4) связей $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ и $\vec{B} = \vec{H}$ и уравнений для токов (3,6), (3,7) и (3,10) следует тогда, что сверхпроводник эквивалентен телу с комплексной диэлектрической постоянной

$$\epsilon' = \epsilon - \frac{4\pi}{\Lambda\omega^2} - i \frac{4\pi\beta}{\omega}. \quad (3,47a)$$

Уравнения для векторов поля имеют, как указано, обычный вид уравнений для изотропного однородного тела с постоянной ϵ' , т. е., например, для \vec{H} имеем

$$\Delta H + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' H = 0. \quad (3,47b)$$

По порядку величины $\Lambda \sim 10^{-30}$ и $\sigma \lesssim 10^{20}$; отсюда ясно, что при частотах $\omega \ll 10^{10}$ в (3,47a) превалирует второй член. В этом случае, как ясно из (3,47b), для плоской границы раздела сверхпроводника с вакуумом, H убывает в глубь металла по закону $H = H_0 e^{-\frac{x}{\delta}}$, где δ имеет прежнее значение $\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{4\pi}}$ (см. 3,16). „Нормальная“ проводимость в сверхпроводнике должна, как ясно из приведенной оценки, начать сказываться лишь при частотах $\omega \gtrsim 10^{10}$.

§ 15. Движущиеся сверхпроводники

В случае если сверхпроводники движутся, соотношения, приведенные выше, как это было оговорено, неприменимы. Поэтому опыты с движущимися сверхпроводниками нужно рассмотреть особо (90). Сюда относятся гиромагнитные и электронно-инерционные опыты, а также индукция в сверхпроводнике, движущемся в магнитном поле, и т. п.

Электродинамика равномерно движущихся сверхпроводников или, общее, сверхпроводников, движущихся с ускорением, влиянием которого можно пренебречь, может быть без труда получена так же, как в обычном случае. В системе координат, движущейся с телом, справедливы уравнения § 13. В имеющих практический интерес случаях величинами порядка v^2/c^2 , где v — скорость тела и c — скорость света,

можно пренебречь. Тогда, при использовании уравнения (3,10), заряды в проводнике можно считать равными нулю, и токи j_s и j_n просто определяются уравнениями (3, 10), (3, 18) и (3, 7), но с полями, измеряемыми в системе координат, связанной с телом; таким образом, ситуация здесь совершенно такая же, как в обычных проводниках (45). Для нахождения тока, индуцируемого магнитным полем в движущемся сверхпроводнике, — этот опыт является единственным практически интересным — можно просто воспользоваться уравнением (2,11), которое относится и к движущимся контурам.

Для описания так называемых электронно-инерционных экспериментов, к числу которых относятся опыты Толмена и Барнетта, нужно учесть влияние ускорения сверхпроводника на текущие в нем токи. В электронно-инерционных опытах можно не учитывать отличия скорости образца от нуля, принимая во внимание лишь факт существования ускорения. Как в классической, так и в квантовой теории, учет влияния ускорения сводится к замене в уравнениях движения для токов электрического поля \vec{E} на

$$\vec{E} - \frac{m}{e} \vec{v}, \quad (3, 48)$$

где \vec{v} — ускорение тела. При этом весьма важно, что отношение $\frac{m}{e}$ в (3, 48) равно отношению массы свободного электрона к его заряду, вне зависимости от какой-либо теории проводимости и предположения о том, что электроны в металле являются свободными. Поэтому электронно-инерционные опыты со сверхпроводниками не дают надежды определить какую-либо характерную для сверхпроводящего состояния постоянную (такой постоянной является Λ в (3, 10) и (3, 18)). То же относится к осуществленному на практике опыту Эйнштейна-де Гааза со сверхпроводником (193). Опыт этого типа позволяет лишь подтвердить мнение, что намагничение сверхпроводника связано с циркулирующими по его поверхности электронными токами и имеет, таким образом, другую природу, чем намагничение ферромагнетиков, обусловленное ориентацией электронных спинов.

§ 16. Термоэлектрические явления

В настоящем параграфе мы остановимся на термоэлектрических явлениях в сверхпроводниках. Вначале, однако, напомним характер этих явлений в нормальном состоянии (4). В цепи, состоящей из двух различных металлов A и B (рис. 34, a), при условии, что спаи 1 и 2 находятся при различных температурах, возникает термоэлектрический ток, если цепь разомкнута (рис. 34, b), то между точками a и b появляется термоэлектродвижущая сила \mathcal{E} . При пропускании

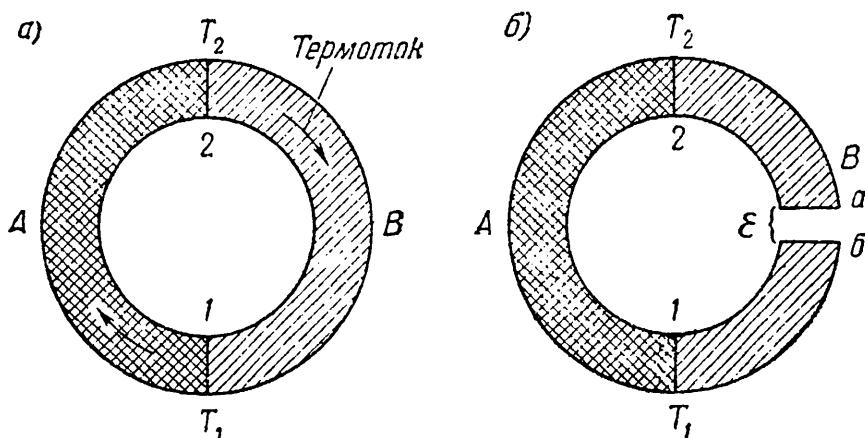


Рис. 34. Термоэлектрическая цепь.

тока через спай двух металлов в этом спае выделяется или поглощается, помимо джоулева тепла, так называемое тепло Пельтье, пропорциональное протекающему току. Третье термоэлектрическое явление, эффект Томсона, состоит в том, что ток, текущий по неравномерно нагретому проводнику, вызывает в нем поглощение или выделение тепла (разумеется, дополнительного к обычному джоулеву теплу).

Довольно многочисленные исследования показали, что в сверхпроводниках термоэлектрические явления полностью отсутствуют (1, 6). Так, в опыте, изображенном на рис. 34, если оба металла находятся целиком в сверхпроводящем состоянии, термоток и термоэлектродвижущая сила отсутствуют (421). В спае двух металлов, находящихся в сверхпроводящем состоянии, не выделяется также тепло Пельтье (6). Наконец, эффект Томсона в сверхпроводнике равен нулю (64).

Тем не менее, вывод об исчезновении термоэлектрических явлений в сверхпроводниках слишком поспешен — ситуация здесь несколько сложнее и интереснее (89). Для ее выяснения обратимся к теории термоэлектрических явлений*.

В нормальном состоянии возникновение соответствующих эффектов связано с тем, что выражение (3,5) справедливо лишь при отсутствии в металле градиентов температуры и термодинамического потенциала. Если же металл неоднороден, т. е. имеется градиент термодинамического потенциала Φ , а также неравномерно нагрет, то

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q} \right) + b \nabla T, \quad (3,49)$$

где $\nabla T \equiv \text{grad } T$ — градиент температуры, $b(T)$ — новый коэффициент и Q — некоторый заряд. Обычно, вместо $\frac{\Phi}{Q}$, пишут член $\frac{\mu}{e}$, где μ — химический потенциал и e — заряд электрона. Равенство $\frac{\Phi}{Q} = \frac{\mu}{e}$ и определяет заряд Q . Мы используем выражение $\frac{\Phi}{Q}$, а не $\frac{\mu}{e}$ лишь для достижения единобразия в обозначениях, встречающихся в этом параграфе и в следующих главах.

При отсутствии тока термоэлектродвижущая сила **

$$\mathcal{E} \equiv \int_a^b E_e dl = \int_a^b \frac{b}{\sigma} \nabla_e T dl, \quad (3,50)$$

так как в точках a и b (см. рис. 34,б) температура одинакова и член $\nabla \frac{\Phi}{Q}$, приводящий в (3,50) к выражению $\left(\frac{\Phi}{Q_b}\right) - \left(\frac{\Phi}{Q_a}\right)$, ничего не дает ***: В квазилинейных провод-

* С теорией термоэлектрических явлений можно ознакомиться в книге Гуревича (457).

** В (3,50) интегрирование ведется по контуру, лежащему в металле и соединяющему точки a и b .

*** Формула (3,49) предполагается справедливой не только в каждом из двух металлов, но и в области спая.

никах, где градиент температуры направлен вдоль проволоки $\nabla_l T dl = dT$ и

$$\mathcal{E} = \int_{T^1}^{T_2} \{b'_A(T) - b'_B(T)\} dT, \quad (3,51)$$

где b'_A и b'_B — значения $b' = \frac{b}{\sigma}$, относящиеся соответственно к металлам A и B .

Прежде чем переходить к чисто сверхпроводящим контурам, остановимся еще на смешанном контуре, возникающем,

например, если критическая температура T_B для металла B ниже T_2 , но выше $T_1 < T_2$; металл A будем для определенности считать целиком сверхпроводящим (т. е. $T_A > T_2$). В этом случае несверхпроводящей является лишь часть металла B (см. рис. 35). Как уже указано, в целиком сверхпроводящей цепи $\mathcal{E} = 0$ и, следовательно, можно считать, что сверхпроводящая часть ме-

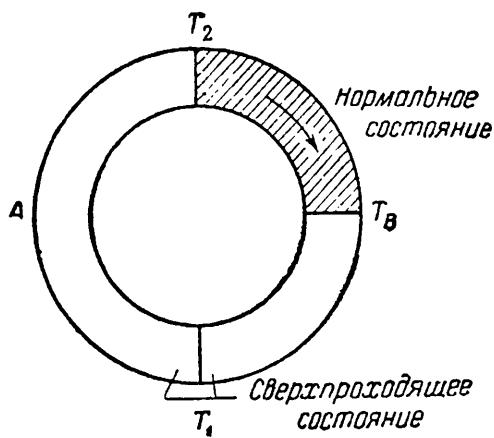


Рис. 35. Смешанная термоэлектрическая цепь.

талла не вносит вклада в \mathcal{E} . Поэтому в случае рис. 35

$$\mathcal{E} = \int_{T_B}^{T_2} b'_B(T) dT. \quad (3,52)$$

Отсюда совершенно ясно, что при $T_2 \rightarrow T_B$, $\mathcal{E} \rightarrow 0$. Поскольку, далее, температура перехода T_B зависит от магнитного поля, значение \mathcal{E} также должно зависеть от поля, даже если поле не оказывает влияния на b'_B . Все сказанное подтверждается на опыте (189).

Дифференциальная термоэлекротродвижущая сила

$$e_B = \frac{d\mathcal{E}}{dT_2} = \left(\frac{b}{\sigma} \right)_B,$$

напротив, по крайней мере, по тривиальным соображениям, при $T \rightarrow T_\kappa$ к нулю стремиться не должна. По-

этому утверждение Кеезома и Маттиса (189) о том, что на опыте $e_B \rightarrow 0$, при $T \rightarrow T_c$ является весьма существенным. С этим заключением, однако, пока нельзя согласиться. Дело в том, что авторы (189) пришли также к выводу, что e_B сильно зависит от поля и с изменением T_c в поле обращается в нуль каждый раз при $T_c (H)$, т. е. при смещенной критической температуре. Столь сильная зависимость e_B от поля с напряженностью порядка 100 гаусс, при температурах выше критической (т. е. в нормальном состоянии), представляется невероятной. Поскольку, далее, дифференциальная термоэлектродвижущая сила e_B определяется косвенным путем, мы считаем пока вопрос о поведении дифференциальной термоэлектродвижущей силы вблизи критической температуры открытым. Более того, ниже при одной оценке принимается, что $e_B (T_b)$ порядка e_B при температуре, большей T_B на $1-2^\circ$.

Возвращаясь к термоэлектрическим эффектам в сверхпроводящем состоянии, мы должны, очевидно, рассмотреть вопрос об обобщении уравнений (3, 7), (3, 10) и (3, 18) на случай наличия градиентов температуры и термодинамического потенциала. Для нормального тока естественно принять уравнение типа (3, 48):

$$\vec{j}_n = \sigma (\vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q}) + b \nabla T. \quad (3, 53)$$

В уравнении (3, 10) нужно во всяком случае заменить \vec{E} на $\vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q}$, т. е. записать его в виде:

$$\frac{\partial \vec{j}_B}{\partial t} = \vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q}. \quad (3, 54)$$

Действительно, в состоянии термодинамического равновесия (когда $\nabla T = 0$) $\vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q} = 0$. В области спая двух сверхпроводников $\nabla \frac{\Phi}{Q} \neq 0$ и значит \vec{E} также отлично от нуля. Вместе с тем ясно, что в состоянии равновесия $\frac{\partial \vec{j}_s}{\partial t} = 0$, откуда мы и приходим к (3, 54). Заметим, в этой связи,

что в сверхпроводящем состоянии $\Phi = \Phi_0 + \frac{\Lambda j_s^2}{2}$, где Φ_0 — потенциал при $j_s = 0$.

Отсюда ясно, что и в однородном, равномерно нагретом сверхпроводнике, возможна замена уравнения (3, 10) на уравнение (3, 23) — (3, 24), что, как было выяснено в § 13, не существенно.

По ряду соображений (89) естественно думать, что и при наличии градиента температуры для \vec{j}_s сохраняется уравнение (3, 54). Более того, это очень важное заключение может быть доказано на основе уже упомянутых опытных фактов. Действительно, допустим, что уравнение (3, 54) нужно заменить следующим:

$$\frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t} = \vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q} + d \nabla T. \quad (3, 55)$$

Из опыта следует, что в полностью сверхпроводящей цепи $\frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t} = 0$ и при наличии ∇T , собственно, равенство $\frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t} = 0$, которое сейчас мы только и используем, означает лишь, что стационарное состояние возможно и при $\nabla T \neq 0$. Так или иначе, равенство $\frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t}$ нулю является фактом. Из (3, 55) следует, поэтому, что $\vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q} + d \nabla T = 0$. Но это последнее равенство вдоль всей цепи места иметь не может, так как интеграл $\oint (\vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q}) \vec{dl}$ вдоль цепи равен нулю ($E = -\nabla \varphi$, где φ — электростатический потенциал), в отличие от интеграла

$$\oint d \nabla T \vec{dl} = \int_{T_1}^{T_2} (d_A - d_B) dT,$$

где d_A и d_B — значения d для металлов A и B (рис. 34).

Интеграл $\int_{T_1}^{T_2} (d_A - d_B) dT$ не равен нулю, так как предполагать равенство $d_A(T) = d_B(T)$ нет никаких оснований; это равенство означало бы, что $d(T)$ является универсальной функцией

температуры, одинаковой для всех сверхпроводников. Мы примем поэтому, что $d = 0$; для дальнейшего, между прочим, даже это представляющееся несомненным предположение является слишком сильным. Характер выводов, которые мы сделаем, в качественном отношении сохраняется, если только d не равно коэффициенту $\frac{b}{c}$ в (3, 53).

Полагая в (3, 55) $d = 0$ и $\frac{\partial \Lambda j_s}{\partial t} = 0$, мы видим, что в сверхпроводнике при стационарном режиме

$$\vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q} = 0, \quad (3, 56)$$

откуда из (3, 53) следует, что

$$\vec{j}_n = b \nabla T. \quad (3, 57)$$

Таким образом, при наличии градиента температуры нормальный ток в сверхпроводнике не может равняться нулю.

Легко видеть вместе с тем, что в однородном и изотропном теле одновременно с нормальным током возникает сверхпроводящий ток, в точности компенсирующий нормальный, т. е. равный

$$\vec{j}_s = -\vec{j}_n. \quad (3, 58)$$

Действительно, в этом случае полная плотность тока $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_s = 0$, магнитное поле отсутствует, энергия минимальна и, главное, удовлетворяются все уравнения теории, т. е. уравнения (3, 53), (3, 54) и (3, 18). Это последнее уравнение, при наличии $\nabla \frac{\Phi}{Q}$ и ∇T , остается без изменений, и в том, что решение (3, 58) ему удовлетворяет, можно легко убедиться. В самом деле, на основании (3, 57) и (3, 58) $\Lambda \vec{j}_s = -\Lambda(T) b(T) \nabla T$, т. е. может быть представлено в форме градиента некоторого скаляра; поэтому $\text{rot } \Lambda \vec{j}_s$ действительно равен нулю.

Решение (3, 58) вместе с тем соответствует опыту, из которого следует, что полный термоэлектрический ток \vec{j} равен нулю.

Смысл полученного результата ясен: если мы имеем, например, изолированный стержень, температура одного

конца которого выше, чем другого, то от нагретого конца к холодному течет ток \vec{j}_n , а в обратном направлении ток $\vec{j}_s = \vec{j}$ (рис. 36). Наличие этой циркуляции токов сказывается в появлении дополнительной, связанной с \vec{j}_n теплопроводности и в соблюдении условия (3, 56).^{*} Наблюдать оба эти эффекта вряд ли возможно. Описанная циркуляция токов вполне аналогична циркуляции сверхтекучей и нормальной частей жидкости в неравномерно нагретом гелии II (см. 450, 450_a, 212), и § 24).

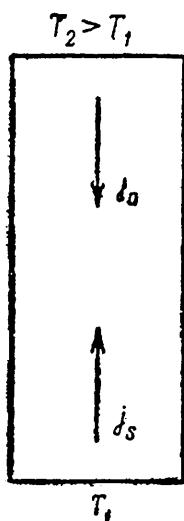


Рис. 36.
Циркуляция токов в неравномерно нагретом, изотропном и однородном сверхпроводнике.

Может показаться, что указанная выше термоэлектрическая циркуляция токов никогда наблюдаться не может, поскольку в случае решения (3, 58) полный ток, а следовательно, и магнитное поле, равны нулю. Это, однако, не так. Мы показали выше лишь, что решение (3, 58) имеет место для однородного и изотропного сверхпроводника. В телах неоднородных и анизотропных это решение, вообще говоря, несправедливо. В случае неоднородного металла (неоднородность может быть вызвана переменным составом или напряжениями) применимость основного уравнения (3, 18) становится несколько сомнительной, так как в неидеальных сверхпроводниках все явления усложняются. Если уравнением (3, 18) все же воспользоваться, то решение (3, 58) несправедливо, за исключением случая, когда направления ∇b и ∇A совпадают с направлением ∇T . Если это совпадение места не

* В металле в нормальном состоянии может существовать лишь ток $j = j_n$ и, таким образом, в разбираемом случае стержня $j = 0$ и, следовательно, $E - \nabla \frac{\Phi}{Q} + \frac{b}{c} \nabla T = 0$. Кроме того, перенос тепла осуществляется лишь путем обычной теплопроводности. Наличие дополнительного механизма теплопроводности в сверхпроводниках может быть существенно для интерпретации опытов по измерению теплопроводности в сверхпроводящем состоянии (см. § 11).

имеет, то $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_s \neq 0$. В простейшем случае двух сваренных пластинок с градиентом температуры, направленным вдоль их и, следовательно, в направлении, перпендикулярном градиенту неоднородности, результирующий ток течет так, как показано на рис. 37. Магнитное поле, создаваемое этим током, если постоянная Λ отличается у обоих металлов на величину $\sim 10^{-31}$, не превосходит 10^{-4} гаусса (89).

Более интересен случай анизотропного сверхпроводника. При наличии градиента температуры уравнения (3, 34) и (3, 35) должны быть обобщены совершенно аналогично тому, как это сделано выше для изотропных тел. В результате получаем:

Рис. 37. Циркуляция результирующего термоэлектрического тока в биметаллической пластинке.

$$\text{rot } \vec{\Lambda} (\vec{j}_s) = -\frac{1}{c} \vec{H}, \quad (3, 59)$$

$$\frac{\partial \vec{\Lambda} (\vec{j}_s)}{\partial t} = \vec{E} - \nabla \frac{\Phi}{Q}, \quad (3, 60)$$

$$j_{n,i} = \sigma_{ik} (E_k - \nabla_k \frac{\Phi}{Q}) + b_{ik} \nabla_k T, \quad (3, 61)$$

где b_{ik} — тензор, заменяющий скаляр b в (3, 53).

Рассмотрим теперь сверхпроводящую пластинку, занимающую область $-d \leq x \leq d$ (рис. 38, a). Градиент температуры предполагается направленным по оси z ; одна из осей кристалла направлена по оси y , но другие не направлены по осям x и z . Совпадение одной из осей кристалла с осью y означает, что компоненты $\Lambda_{12} \equiv \Lambda_{xy}$, $\Lambda_{23} \equiv \Lambda_{yz}$, $b_{12} \equiv b_{xy}$ и $b_{23} \equiv b_{yz}$ равны нулю. Далее, $j_{n,x} = b_{xz} \frac{\partial T}{\partial z}$, $j_{n,y} = 0$ и $j_{n,z} = b_z \frac{\partial T}{\partial z}$.

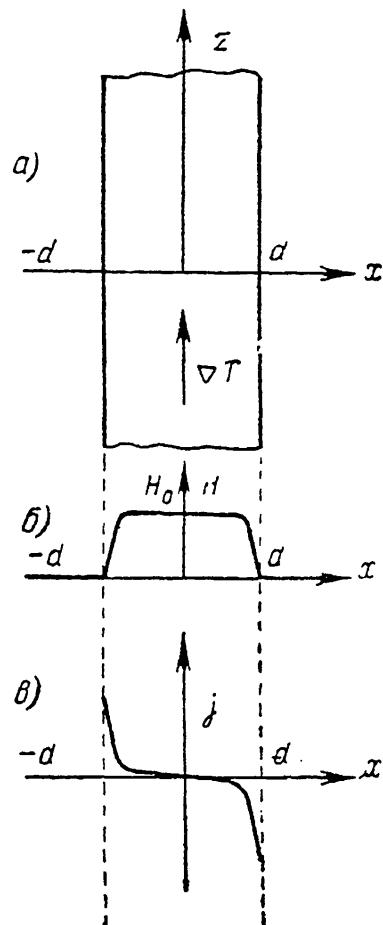
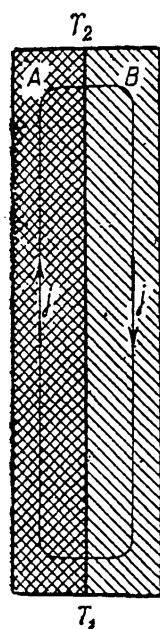


Рис. 38. Плотность тока и магнитное поле в неравномерно нагретой, анизотропной сверхпроводящей пластинке.

На деталях решения задачи в разбираемом случае, где оно может быть проведено до конца, мы останавливаться не будем (см. (89)) и приведем лишь соответствующие результаты.

Результирующий ток $j = j_n + j_s$ направлен по оси z и равен

$$j = -\frac{d}{dT} (\Lambda_{xx} b_{xz} + \Lambda_{xz} b_{zz}) \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \frac{\delta \operatorname{sh} \frac{x}{\delta}}{\Lambda_{zz} \operatorname{ch} \frac{d}{\delta}}, \quad (3, 62)$$

где $\delta^2 = \frac{\Lambda_{zz} c^2}{4\pi}$.

Магнитное поле направлено по оси y и в пластине равно

$$\begin{aligned} H &= c \frac{d}{dT} (\Lambda_{xx} b_{xz} + \Lambda_{xz} b_{zz}) \left(\frac{dT}{dz} \right)^2 \left(1 - \frac{\operatorname{ch} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}} \right) = \\ &= H_0 \left(1 - \frac{\operatorname{ch} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}} \right). \end{aligned} \quad (3, 63)$$

Вне пластины поле равно нулю.

Распределение поля и тока по пластине схематически представлено на рис. 38, б и 38, в,

Приведенное решение (3, 62) — (3, 63) справедливо лишь для температур, не слишком близких к температуре перехода T_κ .

Качественное решение легко получить также для стержня, т. е. в предположении, что металл по оси y занимает лишь область $-a \leq y \leq a$. В этом случае сверхпроводник в магнитном отношении примерно эквивалентен намагниченному стержню таких же размеров с намагничением $I = \frac{H_0}{4\pi}$.

Для того чтобы составить представление о величине эффекта, нужно оценить поле H_0 . Соотношение величин Λ_{xz} и Λ_{zz} неизвестно, так же как различие в их температурном ходе (см. § 14); в отношении коэффициента b_{xz} , напротив, известно, что он может быть по порядку величины таким же, как b_{zz} . Вне области, очень близкой к T_κ , Λ не больше 10^{-29}

и $\frac{d\Lambda}{dT}$ не больше 10Λ ; далее, $\frac{b}{\sigma}$ не более $3 \cdot 10^{-10}$, и если $\sigma \sim 3 \cdot 10^{20}$, то $b \lesssim 10^{11}$. Градиент температуры $\frac{\partial T}{\partial z}$ вряд ли можно сделать большим градуса на сантиметр.

Используя приведенные значения (они выражены в CGS-системе), получаем

$$H_0 \sim c \frac{d\Lambda}{dT} b \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \lesssim 10^{-9} \text{ гаусса.} \quad (3, 64)$$

Эта оценка указывает на то, что эффект вне непосредственной близости от T_κ наблюдаться не может. При $T \rightarrow T_\kappa$, Λ и $\frac{d\Lambda}{dT}$ стремятся к бесконечности. Поэтому в данной области, в принципе, H_0 может быть большим; так, при $\frac{d\Lambda}{dT} \sim 10^{-23}$, $H_0 \sim 10^{-4}$ гаусса.

Как указано, решение (3, 62) — (3, 63) в области, очень близкой к T_κ , несправедливо. Им можно пользоваться лишь пока $\delta \frac{d\Lambda}{dT} \frac{\partial T}{\partial z} \ll \Lambda$, на что в приводимой оценке (при $\frac{d\Lambda}{dT} \sim 10^{-23}$) еще вполне можно надеяться.

Вместе с тем, работать слишком близко к T_κ может оказаться нецелесообразным, поскольку при $T \rightarrow T_\kappa$, $j_s \rightarrow 0$ (см. § 8). Поэтому в достаточной близости к T_κ приведенные выше рассуждения нуждаются в уточнении, связанном с ограниченностью возможных значений плотности сверхпроводящего тока. В силу этого обстоятельства, а также по ряду других причин, важный и для многих других проблем вопрос о том, в какой близости от T_κ еще можно работать, остается неясным. Как нам кажется, вопрос о термоэлектрических токах и сверхпроводниках весьма интересен и заслуживает дальнейшего исследования.

Для полноты коснемся также вопроса об эффекте Пельтье.

При прохождении сверхпроводящего тока через границу раздела двух сверхпроводников тепло выделяться не должно, поскольку сверхпроводящий ток не связан с теплопередачей. При прохождении нормального тока через границу двух сверхпроводников должен иметь место Пельтье-эффект,

однако, создание нормального тока в стационарных условиях возможно лишь при использовании термоэлектрического эффекта (см. выше) и поэтому в чистом виде эффект Пельтье наблюдать нельзя. На границе между сверхпроводником и металлом, находящимся в нормальном состоянии, напротив, эффект Пельтье можно наблюдать в таких же условиях, как между несверхпроводниками. Именно, при пропускании тока по цепи, состоящей из несверхпроводника и сверхпроводника, на границе между металлами, обычный ток, текущий в несверхпроводнике, превращается в сверхпроводящий ток, текущий в сверхпроводнике. При этом в переходном слое должно выделяться тепло Пельтье, соответствующее энергии, переносимой обычным током, которая сверхпроводящим током уже не отводится от границы раздела. В результате измерения выделяющегося тепла можно определить коэффициент Пельтье для входящего в состав цепи несверхпроводника (точнее, металла в нормальном состоянии). Как известно (4, 457), при измерениях тепла Пельтье, выделяющегося в спае двух нормальных проводников, удается определить лишь разность коэффициентов Пельтье обоих металлов. Аналогичная ситуация имеет место при измерениях термоэлектродвижущей силы (ср. (3, 51) и (3, 52)). Поэтому изучение термоэлектрических явлений в смешанной цепи, состоящей из сверхпроводника и несверхпроводника, представляет особый интерес, связанный с возможностью определения абсолютных значений термоэлектродвижущей силы и коэффициента Пельтье, т. е. значений, характеризующих лишь один несверхпроводящий металл.

Гла́ва IV

ТЕРМОДИНАМИКА СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

§ 17. Основные соотношения

Сверхпроводящее и нормальное состояния металлов должны рассматриваться, как две фазы в термодинамическом смысле этого слова; об этом мы уже говорили в § 10. Термодинамическое описание обеих фаз может быть достигнуто заданием свободных энергий F_s и F_n каждой из них. Как видно из самого обозначения, F_s — свободная энергия сверхпроводящей фазы и F_n — фазы нормальной. Свободная энергия, которую будем считать отнесенной к единице объема, является функцией температуры металла и давления, под которым он находится. Влияние давления, однако, мало, и мы будем им всегда пренебрегать, считая, что объем задан и F зависит лишь от T , за исключением § 19, специально посвященного исследованию эффекта давления.

При температуре T ниже критической температуры T_k устойчива сверхпроводящая фаза и, следовательно, $F_s < F_n$. При $T = T_k$, $F_s = F_n$ — в этом и состоит условие фазового перехода, т. е. равновесного сосуществования обеих фаз. В то время как нормальное состояние может наблюдаться и при $T < T_k$ (для этого достаточно поместить образец в магнитное поле), сверхпроводящее состояние, насколько известно, существовать при $T > T_k$ не может. Ситуация здесь, таким образом, такова, что при $T > T_k$ сверхпроводимость места иметь не может, даже как термодинамически неустойчивое состояние. Об этом раньше всего свидетельствует

тот факт, что при приближении к T_k со стороны более низких температур сверхпроводимость уже полностью исчезает.

Как известно, при любой температуре ниже T_k металл в магнитном поле, большем критического поля H_k , переходит в нормальное состояние. При этом свободная энергия самого металла в этом состоянии от поля практически не зависит (так как $\mu \approx 1$) и F_n попрежнему является лишь функцией температуры*.

Очевидно, что между $F_n(T)$, $F_s(T)$ и $H_k(T)$ должна существовать какая-то связь; установление этой связи и составляет основную цель феноменологического рассмотрения.

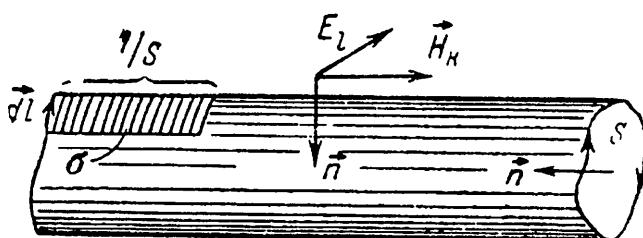


Рис. 39. Переход цилиндра из нормального состояния в сверхпроводящее.

ния перехода из одного состояния в другое (96, 363, 2). Для того чтобы избежать не имеющих отношения к вопросу осложнений, будем считать, что образец имеет форму цилиндра с некоторым сечением произвольного вида и магнитное поле направлено по образующей этого цилиндра (рис. 39); площадь сечения цилиндра равна S .

Пусть вначале магнитное поле H больше критического поля H_k , соответствующего данной температуре T . Если понижать силу поля при постоянной температуре, то при $H = H_k$ начнет совершаться фазовый переход, который закончится после того, как весь цилиндр перейдет в сверхпроводящее состояние. Как известно из термодинамики, разность свободных энергий после перехода и до него $F_2 - F_1$ равна совершаемой над телом работе

$$F_2 - F_1 = A_{12}, \quad (4, 1)$$

* Не следует забывать, что при $T < T_k$ нормальная фаза существует лишь в присутствии магнитного поля, так что подчеркиваемый факт существенен.

где предполагается, что температура во время перехода остается постоянной и сам он протекает обратимо (для последнего необходимо, чтобы переход происходил достаточно медленно). В нашем случае, до перехода, свободная энергия тела равнялась F_n и, кроме того, в объеме, занимаемом телом, имелась энергия магнитного поля, равная $\frac{H_k^2}{8\pi}$ (на единицу объема)*; таким образом, $F_1 = F_n + \frac{H_k^2}{8\pi}$. После перехода цилиндр становится сверхпроводящим, магнитное поле из его толщи выталкивается, оставаясь заметным лишь в тонком поверхностном слое, и, помимо этого, по поверхности цилиндра начинает течь экранирующий поле сверхпроводящий ток.

Если обозначить энергию поля в сверхпроводнике совместно с энергией тока через W , то $F_2 = F_s + W$. Поскольку F_s относится к единице объема, энергию W нужно относить к участку цилиндра с длиной $\frac{l}{S}$, так как объем этого участка цилиндра как раз равняется единице. Свободную энергию F_s мы также считаем от поля не зависящей; последнее вполне естественно, так как переход в сверхпроводящее состояние не связан с изменением проницаемости μ , а приводит к изменению законов течения токов в металле. Что касается работы A_{12} , то она производится магнитным полем и, очевидно, равна энергии, втекающей в цилиндр за все время перехода**, т. е. равна потоку вектора Пойнтинга $\frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}]$ через поверхность цилиндра

$$A_{12} = \frac{c}{4\pi} \int_t \int_S [\vec{E} \vec{H}]_n d\sigma dt, \quad (4, 2)$$

* Когда мы выше говорили, что F_n не зависит от H , речь шла о самой свободной энергии металла, энергия же поля не учитывалась.

** Фактически энергия не втекает в цилиндр, а вытекает из него; это обстоятельство, однако, учитывается в расчете автоматически и проявляется в том, что работа A_{12} оказывается отрицательной.

где $d\sigma$ — элемент поверхности цилиндра, а n означает, что берется проекция вектора Пойнтинга на нормаль к поверхности (см. рис. 39).

В результате, подставляя полученные выражения для F_1 , F_2 и A_{12} , имеем:

$$F_n - F_s = -\frac{H_k^2}{8\pi} + W - \frac{c}{4\pi} \int_t \int_S [\vec{E} \cdot \vec{H}]_n d\sigma dt. \quad (4,3)$$

Вычислим теперь значение A_{12} . Элемент $d\sigma$ можно принять равным $d\sigma = \frac{dl}{S}$, где dl — элемент длины контура, ограничивающего сечение цилиндра, и $\frac{1}{S}$ — длина рассматриваемого его участка с объемом, равным единице. Далее, во время перехода поле H равно H_k и направлено по оси цилиндра. Что касается поля \vec{E} , то, как ясно из (4,2), важна лишь его составляющая E_l на элемент dl , перпендикулярный оси цилиндра. Учитывая сказанное, выражение (4,2) можно записать в виде

$$A_{12} = \frac{cH_k}{4\pi S} \int_t \oint_l E_l dl dt. \quad (4,4)$$

Из уравнения Максвелла $\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$, как известно, следует, что $\oint_l E_l dl = -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial H_n}{\partial t} dS$, так как в рассматриваемом случае контуром l является контур, ограничивающий сечение S , элемент поверхности которого есть dS . Подставляя в (4,4) приведенное значение $\oint_l E_l dl$ и меняя порядок интегрирования по dl и dt , мы имеем:

$$A_{12} = -\frac{H_k}{4\pi S} \int_S dS \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial H_n}{\partial t} dt = -\frac{H_k}{4\pi S} \int_S (H_n(t_2) - H_n(t_1)) dS, \quad (4,5)$$

где интегрирование по времени производится от момента начала перехода t_1 до момента t_2 , когда он полностью закончился.

В начале перехода $H = H_\kappa$, и при этом, как видно из рис. 39, направление поля и нормали \vec{n} к поверхности S взаимно противоположны *; поэтому $H_n(t_1) = -H_\kappa$ и

$$A_{12} = -\frac{H_\kappa^2}{4\pi} + \frac{H_\kappa}{4\pi S} \int_S H(s) dS, \quad (4, 6)$$

где $H(s)$ — магнитное поле в образце, находящемся в сверхпроводящем состоянии, и учтено, что направление этого поля совпадает с направлением внешнего поля, т. е. противоположно нормали \vec{n} .

Формула (4, 3) принимает в результате подстановки выражения (4, 6) следующий вид:

$$F_n - F_s = \frac{H_\kappa^2}{8\pi} + \frac{1}{S} \int_S \left(w(s) - \frac{H_\kappa H(s)}{4\pi} \right) dS, \quad (4, 7)$$

где энергия W , фигурирующая в (4, 3), записана в виде $W = \frac{1}{S} \int_S w(s) dS$; $w(s)$ есть, очевидно, плотность энергии в сверхпроводнике $w(s) = \frac{H_\kappa^2}{8\pi} + \frac{\Lambda j_s^2}{2}$ (см. (3, 30)).

В массивных сверхпроводниках последним интегральным членом, учитывающим поверхностный эффект, т. е. пропорциональным глубине проникновения поля, можно пренебречь, и мы приходим к очень простой формуле

$$F_n - F_s = \frac{H_\kappa^2}{8\pi}. \quad (4, 8)$$

Приведенный вывод (см. (2, 23)) этого фундаментального выражения, не являющийся самым коротким из известных, представляется нам, однако, самым лучшим и последовательным. Одновременно на основе формулы (4, 7) можно рассмотреть поведение тонких слоев, когда глубиной проникновения поля нельзя пренебречь; это будет сделано в § 20.

* Использованные нами электродинамические формулы предполагают вполне определенную взаимную ориентацию \vec{n} и направления обхода контуров, что и учтено.

Другие выводы формулы (4,8) (96, 362, 1) используют представление о намагничении сверхпроводника, что может повести к недоразумениям, хотя для массивных тел, в общем, допустимо. Вывод формулы (4,8), использующий условие равновесия границы раздела между двумя фазами (217, 233), оказывается неверным в применении к тонким слоям (см. (90а)).

Заметим, что с формальной стороны весьма удобно введение термодинамического потенциала Φ , причем $\Phi_s(T,H) = \Phi_s(T) + \frac{H^2}{8\pi}$ и $\Phi_n(T,H) = \Phi_n(T)$. В этом случае условие фазового перехода записывается просто, как равенство $\Phi_s(T,H)$ и $\Phi_n(T,H)$ (363, 5).

После того как формула (4,8) установлена, получение выражений для разностей энтропии S и теплоемкости c обеих фаз не составляет труда. Действительно, $S = -\frac{\partial F}{\partial T}$ и, следовательно,

$$S_n - S_s = -\frac{H_\kappa dH_\kappa}{4\pi dT}. \quad (4,9)$$

Далее, $c = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)$ и, таким образом,

$$\Delta c = c_s - c_n = \frac{T}{4\pi} H_\kappa \frac{d^2 H_\kappa}{dT^2} + \frac{T}{4\pi} \left(\frac{dH_\kappa}{dT} \right)^2. \quad (4,10)$$

В частном случае, когда магнитное поле отсутствует и, следовательно, $T = T_\kappa$ (в (4,10) T — температура, при которой происходит переход), мы имеем *:

$$\Delta c = \frac{T_\kappa}{4\pi} \left(\frac{dH_\kappa}{dT} \right)^2. \quad (4,11)$$

При переходе от (4,10) к (4,11) был принят во внимание тот опытный факт, что $H_\kappa = 0$ при температуре T_κ возникновения сверхпроводимости, в поле, равном нулю. Отсюда же следует, что при $T = T_\kappa$, $S_n - S_s = 0$, т. е. имеет место фазовый переход второго рода.

Разность энтропий двух фаз равна количеству тепла Q , подводимому к телу при фазовом переходе, деленному на

* Эту формулу часто называют формулой Рутгерса.

температуру перехода T . Поэтому тепло, поглощаемое при переходе единицы объема из сверхпроводящего состояния в нормальное, равно

$$Q = T(S_n - S_s) = -\frac{TH_\kappa dH_\kappa}{4\pi dT}. \quad (4,12)$$

Это тепло положительно (т. е. действительно поглощается, а не выделяется), так как $\frac{dH_\kappa}{dT} < 0$. При восстановлении сверхпроводимости происходит, очевидно, выделение того же количества тепла Q . При $T = T_\kappa$, $Q = 0$.

Формулы (4,10) и (4,12) определяют скачок теплоемкости и выделяющееся тепло при переходе всего образца из одного состояния в другое. Для цилиндра в параллельном его оси поле этот переход в идеальных условиях происходит при определенном значении поля $H = H_\kappa$. Для тел другой формы, в силу неоднородности магнитного поля, переход при данной температуре растягивается на целый интервал полей. Детально останавливаться на характере перехода в этом случае мы не будем (5).

Используя полученные соотношения, можно определять калориметрические величины Q и Δc с помощью магнитных измерений, и наоборот. Одновременно, измеряя, например, Δc непосредственно (т.е. калориметрически) и магнитным методом, можно проверить формулу (4,10). Подобная проверка (187) свидетельствует о точном соблюдении термодинамических соотношений. В настоящее время, главным образом магнитным методом (63,325), проведены определения величин $S_n - S_s$ и $\Delta c = c_s - c_n$ для ряда металлов, что весьма существенно при изучении сверхпроводимости.

§ 18. Теплоемкость и энтропия в сверхпроводящем и нормальном состояниях

Калориметрические измерения $\Delta C = C_s - C_n$ при отсутствии поля, т.е. в нормальной точке перехода для олова (187) и таллия (180) приведены в табл. 8, где указаны также значения

Таблица 8
Скачок теплоемкости в точке перехода (при $H=0$)

Металл	$T^{\circ}K$	$(dH/dT)_{T_K}$ в гауссах градус	ΔC в кал./моль·град.	
			измеренные значения	значения, вычис- ленные по форму- ле (4,11)
Sn	3.71	151.2	0.00290	0.00261
Tl	2.36	137.4	0.00148	0.00144

$(dH/dT)_{T_K}$ и значения, вычисленные по формуле (4,11).*

$\Delta C \cdot 10^3 \frac{\text{кал.}}{\text{моль. градус}}$

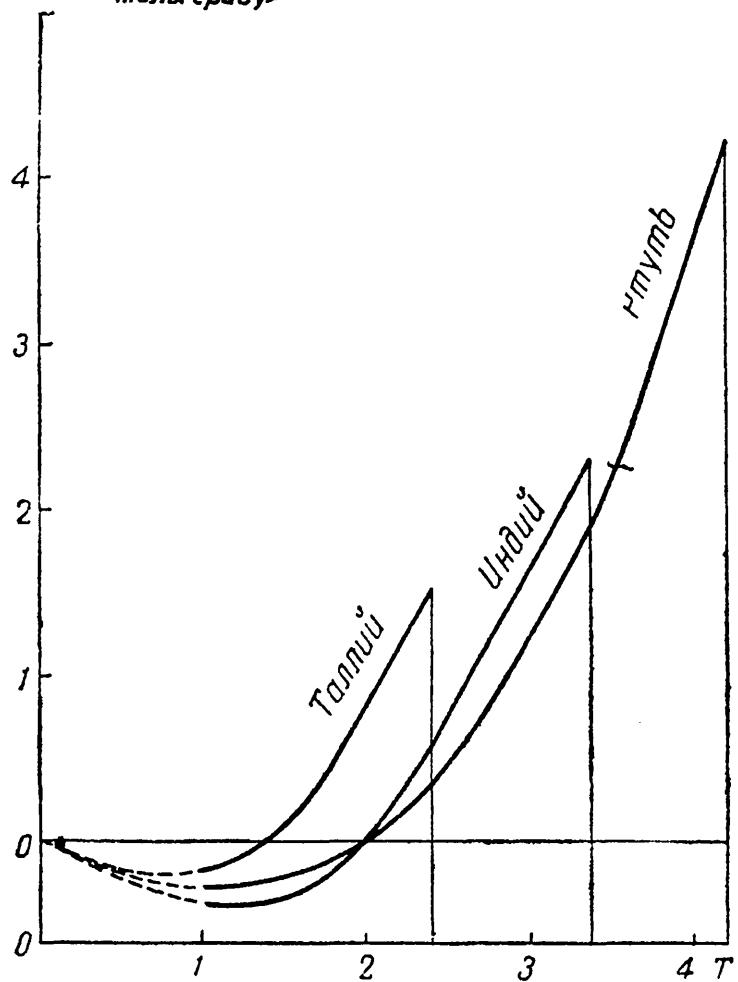


Рис. 40. Скачок теплоемкости ΔC для ртути, индия и таллия.

Наблюдающиеся расхождения лежат, повидимому, в пределах ошибок опыта.

Кривые для ΔC в случае ртути, таллия и индия приведены на рис. 40 (325). Экстраполяция к абсолютно му нулю производится, используя то обстоятельство, что по теореме Нернста, при $T=0$, энтропия и теплоемкость в обоих состояниях должны быть равны нулю.

В табл. 9 приведены значения ΔC для таллия, определенные калориметрически (180), а также по измерениям критического магнитного поля (325) для

* В настоящем параграфе мы будем пользоваться значениями теплоемкости и энтропии, рассчитанными не на 1 см³, а на моль вещества, т. е. на число граммов, равное его атомному весу. Молярная теплоемкость обозначается

Таблица 9
Скачок теплоемкости для таллия

T°	$\Delta C \cdot 10^4$ кал. моль·град. магнитные измерения	$\Delta C \cdot 10^4$ кал. моль·град. калориметрические измерения
1.4	0.39	0.4
1.5	1.20	1.4
2	7.55	7.5
2.1	9.29	9.25
2.2	11.18	11.2
2.3	13.23	13.3

различных температур, по самым точным из известных данных; согласие не оставляет желать лучшего.

У металлов в нормальном состоянии, независимо от того, могут они быть сверхпроводящими или нет, при приближении к абсолютному нулю теплоемкость зависит от температуры линейно

$$C_n = \gamma T. \quad (4,13)$$

При больших температурах C_n весьма хорошо описывается формулой

$$C_n = 464.4 \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 + \gamma T, \quad (4,14)$$

где первый член представляет собой теплоемкость решетки (θ — дебаевская температура). Выражение (4,13) рассматривается поэтому, как часть теплоемкости, связанная с электронами проводимости. Энтропия S_n , если воспользоваться формулой (4,14), равна

$$S = \int \frac{C_n dT}{T} = 154,8 \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 + \gamma T. \quad (4,15)$$

через C , в отличие от удельной теплоемкости c . Для энтропии обозначения в обоих случаях одинаковы.

Разности $S_n - S_s$ представлены на рис. 41. Экстраполяция к абсолютному нулю проведена с учетом теоремы Нернста, согласно которой S_n и S_s стремятся к нулю при $T \rightarrow 0$.

В сверхпроводящем состоянии линейный член γT отсутствует, и при не слишком малых температурах экспериментальные данные обычно довольно хорошо передаются за-

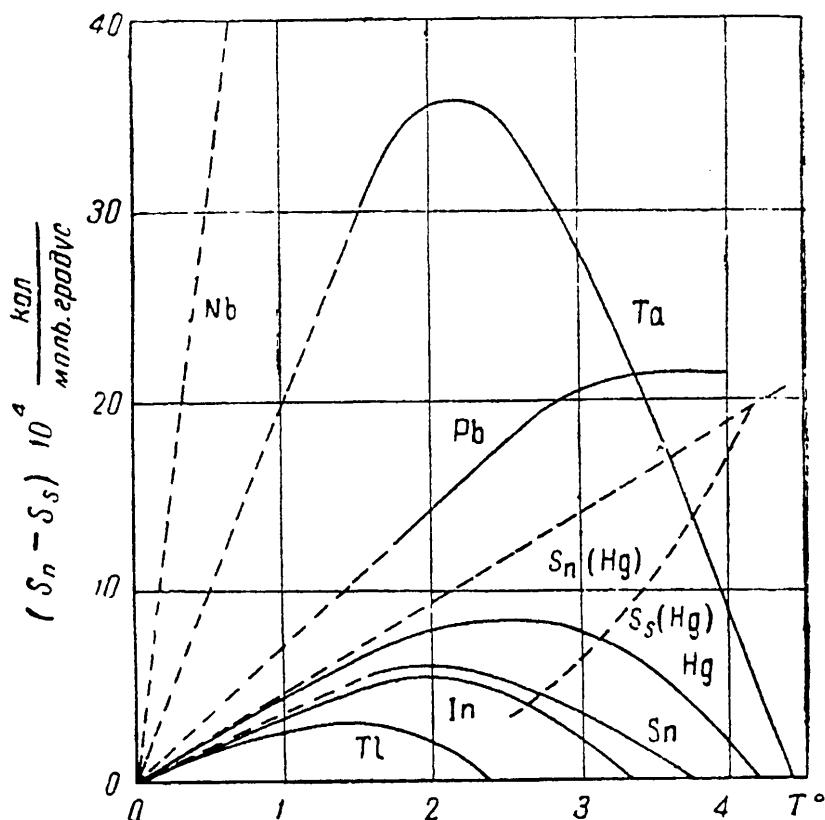


Рис. 41. Разность $S_n - S_s$ для различных металлов.

коном $C_s \sim T^3$ и иногда $C_s \sim T^4$ (325). При значительно меньших температурах теплоемкость C_s уже так мала, что точные измерения пока не проведены и здесь трудно сделать какое-либо заключение.

В силу сказанного ясно, что при достаточно низких температурах измерение C_n эквивалентно измерению ΔC , так как теплоемкость C_s уже весьма мала. Соответствующие кривые подтверждают, как уже указано, закон (4,13), причем значения γ ясны из табл. 10, которая составлена на основе магнитных измерений.

Таблица 10

Значения $\gamma = \frac{C}{T}$ при низких температурах

Элемент	$\gamma \cdot 10^4$	Элемент	$\gamma \cdot 10^4$
	в кал. моль·град. ²		в кал. моль·град. ²
Hg	4.5	Pt	7.1
In	3.6	Ta	14.1
Tl	3.4	Nb	60
Sn	3.5		

Возникновение сверхпроводимости связано лишь с изменением в состоянии электронов проводимости в металле; поэтому изменением при переходе части теплоемкости, связанной с решеткой, можно, повидимому, смело пренебречь. Таким образом, величина ΔC представляет собой разность между электронными частями теплоемкости в обоих состояниях.

Электронная часть теплоемкости в нормальном состоянии равна γT , в сверхпроводящем же состоянии этот линейный член отсутствует. Вместе с тем, конечно, электроны и в сверхпроводящем состоянии вносят свой вклад в теплоемкость, поскольку теплоемкость C_s отнюдь не равна теплоемкости решетки, равной — $C_n - \gamma T$.

Электронная часть C_s , которую мы обозначим через $C_s^{(e)}$, как ясно из сказанного, равна $C_s^{(e)} = \Delta C + \gamma T$. Полученные таким спо-

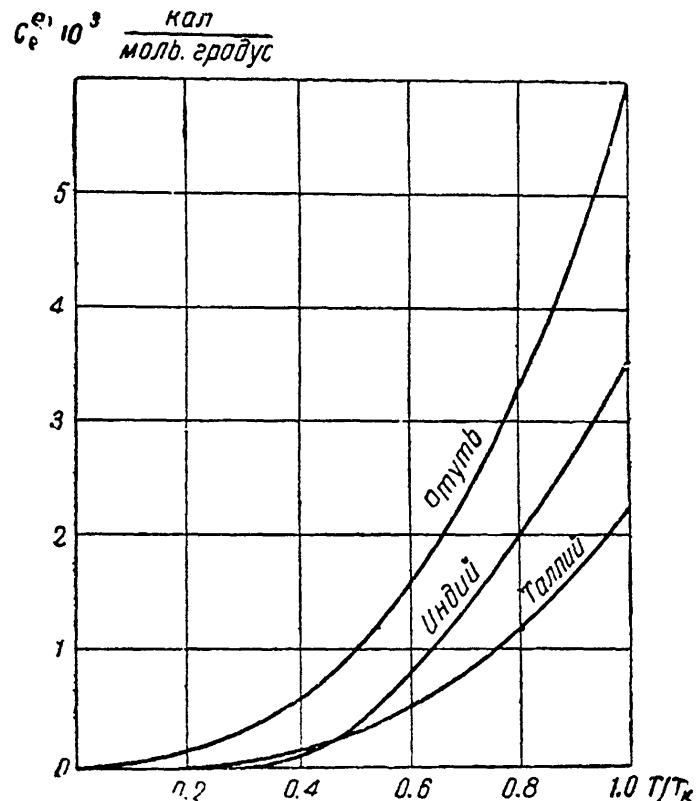


Рис. 42. Электронная часть теплоемкости ртути, индия и таллия в сверхпроводящем состоянии.

ссобом кривые для $C_s^{(e)}$ в случае Hg, In и Tl приведены на рис. 42.

Прямые калориметрические измерения C_s имеются для олова (187), тантала (174) и таллия (180).

§ 19. Влияние деформаций

Выше предполагалось, что переход из сверхпроводящего состояния в нормальное, или наоборот, происходит при постоянном объеме. На опыте же всегда задается не объем, а давление, и следовательно, нужно учесть возможное изменение объема. При постоянном давлении вместо свободной энергии F нужно оперировать с термодинамическим потенциалом $\Phi = F + pV$ (p — давление и V — объем); при этом потенциал нужно относить к единице массы или к молю металла, а не к единице объема, как мы это делали выше в отношении свободной энергии.

Основное условие равновесия (4, 8) заменяется следующим:

$$\Phi_n - \Phi_s = \frac{H_\kappa^2}{8\pi} V, \quad (4, 16)$$

где Φ — термодинамический потенциал единицы массы и V — удельный объем (в силу ничтожной разницы в удельных объемах обеих фаз под V можно понимать объем любой из них). Дифференцируя (4, 16) по температуре T при постоянном давлении p , мы получаем уравнение, обобщающее соотношение (4, 9):

$$S_n - S_s = - \frac{H_\kappa}{4\pi} \left(\frac{\partial H_\kappa}{\partial T} \right) V - \frac{H_\kappa^2}{8\pi} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right) p. \quad (4, 17)$$

Поскольку коэффициент теплового расширения $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ очень мал, при низкой температуре $\alpha \lesssim 10^{-7}$, вторым членом в (4, 17) всегда можно пренебречь по сравнению с первым, который при $H_\kappa \sim \frac{\partial H_\kappa}{\partial T}$ больше его в $\frac{1}{\alpha}$ раз. Так как $V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_T$, дифференцируя равенство (4, 16) по p при постоянном T ,

можно найти изменение удельного объема при разрушении сверхпроводимости: *

$$\Delta V = V_n - V_s = \frac{H_k}{4\pi} \left(\frac{\partial H_k}{\partial p} \right)_T V + \frac{H_k^2}{8\pi} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \\ = \frac{H_k V}{4\pi} \left\{ \left(\frac{\partial H_k}{\partial p} \right)_T - \frac{H_k}{2} \beta \right\}, \quad (4, 18)$$

где $\beta = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$ — изотермическая сжимаемость.

Дифференцируя (4,18) по температуре и давлению, легко определить скачок коэффициента теплового расширения α и сжимаемости β . Мы проведем соответствующие значения $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ лишь для температуры перехода T_k , когда $H_k = 0$:

$$\Delta\alpha = \alpha_n - \alpha_s = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial H_k}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial H_k}{\partial p} \right)_T, \quad (4, 19)$$

$$\Delta\beta = \beta_n - \beta_s = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial H_k}{\partial p} \right)_T^2. \quad (4, 20)$$

Таким образом, при переходе в поле должен наблюдаться скачок объема, сжимаемости и коэффициента теплового расширения; при отсутствии поля, т. е. в нормальной точке перехода, $\Delta V = 0$ и имеется лишь скачок α и β . Для оценки эффекта укажем, что для олова и индия (402) (215a) $\frac{\partial H_k}{\partial p} \sim 10^{-8}$ и для tantalа (11) $\frac{\partial H_k}{\partial p} \sim 10^{-9}$ (в абсолютных единицах). Для tantalа более подробные данные приводятся в таблице 11, составленной на основе использования кривых $H_k(p)$, имеющихся в работе (11). При $H_k \sim 100$ гаусс, $\beta \sim 10^{-12}$ и $\frac{\partial H_k}{\partial p} \sim 10^{-8}$ для $\frac{\Delta V}{V}$ имеем значение порядка $\sim 10^{-7}$, т. е. разрушение сверхпроводимости полем должно сопровождаться увеличением объема, равным примерно 10^{-7} на единицу объема. Эффект изменения объема вследствие его малости пока, насколько нам известно, не наблюдался.

* В обзоре Шенберга (5) не принята во внимание необходимость дифференцировать в (4, 16) по p не только H_k , но и V . На это обстоятельство обратил внимание автора проф. Л. Д. Ландау.

Таблица 11

$$\left(\frac{\partial H_K}{\partial p} \right)_T \text{ для } T_a$$

T°	$\left(\frac{\partial H_K}{\partial p} \right)_T \cdot 10^9$
3.90	1.9
4.00	2.6
4.11	3.8
4.22	4.7

Принимая значения $\alpha \sim 10^{-7}$, $\beta \sim 10^{-12}$, $\frac{\partial H_K}{\partial p} \sim 10^{-8}$, $\frac{\partial H_K}{\partial T} \sim 10^2$, находим порядок изменения $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ при T_K (т. е. по формулам (4, 19) — (4, 20)):

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \sim 1, \frac{\Delta\beta}{\beta} \sim -10^{-5}. \quad (4, 21)$$

Изменение сжимаемости очень мало и не наблюдалось в проводившихся экспериментах. Наблюдение скачка α затрудняется крайней малостью самого этого коэффициента при низких температурах. Таким образом, изменения объема, сжимаемости и коэффициента теплового расширения, хотя в принципе и существуют, поскольку $\left(\frac{\partial H_K}{\partial p} \right)_T \neq 0$, однако, до сих пор лежали за пределами точности наблюдений. По этой причине рассмотрение влияния деформаций, более сложных, чем всестороннее сжатие или растяжение, не представляет пока особого интереса (см., однако, (215б)).

§ 20. Разрушение сверхпроводимости тонких слоев. Поверхностная энергия

В случае тонких слоев переход из сверхпроводящего состояния в несверхпроводящее, или наоборот, нуждается в специальном рассмотрении. Действительно, формула (4, 8), послужившая выше основой для всех дальнейших вычислений, справедлива лишь при пренебрежении глубиной проникновения поля в сверхпроводник по сравнению с его размерами.

Это последнее условие и является критерием того, что образец можно считать массивным; напротив, если глубина проникновения сравнима с размерами тела, то именно тогда оно, с точки зрения явлений сверхпроводимости, должно считаться обладающим малыми размерами. Для образцов малых размеров нужно исходить из уравнения (4, 7), справедливого в любом случае; при этом попрежнему сверхпроводник считается цилиндрическим, а поле параллельным его оси. В частности, можно считать образец пластиинкой. Этим важнейшим с точки зрения практических приложений случаем мы и ограничимся.

Если толщина пластины равна $2d$ и поле у ее поверхности равно H_κ , то, как мы видели в §§ 8 и 14, поле и ток в пластиине зависят от расстояния x от ее середины следующим образом (см. рис. 30):

$$H = \frac{H_\kappa \operatorname{ch} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}}, \quad j = -\frac{c}{4 \cdot \delta} H_\kappa \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{\delta}}{\operatorname{ch} \frac{d}{\delta}}. \quad (4, 22)$$

Далее, согласно (3, 30), плотность энергии поля и тока в сверхпроводнике $w(s)$ в (4, 7) равна $w(s) = \frac{H^2}{8\pi} + \frac{\Lambda j_s^2}{2}$.

Подставляя полученные выражения в (4, 7), легко показать, что

$$F_n - F_s = \frac{H_\kappa^2}{8\pi} \left(1 - \frac{\delta}{d} \operatorname{th} \frac{d}{\delta} \right). \quad (4, 23)$$

Разность свободных энергий $F_n - F_s$ естественно считать не зависящей от размеров тела; для массивных тел, однако, эта разность согласно (4, 8) равна $\frac{H_{\kappa m}^2}{8\pi}$, где $H_{\kappa m}$ — критическое поле в случае массивного сверхпроводника (раньше, обычно, значок m опускался). Отсюда следует, что соотношение (4, 23) можно переписать в виде

$$\left(\frac{H_\kappa}{H_{\kappa m}} \right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{\delta}{d} \operatorname{th} \frac{d}{\delta}}. \quad (4, 24)$$

Из этой формулы следует, что с утоньшением пленки критическое поле должно возрастать, что и наблюдается на опыте (379, 17, 10) (см. также § 8). Формула (4, 24), однако, количественно не подтверждается (17), что связано со следующим обстоятельством (90а). Все тела обладают, помимо объемной энергии, также энергией поверхностной. Последняя, по определению, равна работе, необходимой для увеличения поверхности тела на единицу площади (т. е. на 1 см²), при постоянной температуре и обратимом проведении процесса. Как ясно из приведенного определения, поверхностная энергия аналогична не объемной энергии, а объемной свободной энергии. У жидких металлов поверхностная энергия α , численно равная так называемому поверхностному натяжению,* составляет несколько сотен эргов на см². Например, для жидкой ртути вблизи точки плавления $\alpha = 473$ эрг/см². У твердых тел измерение поверхностной энергии весьма трудно и для металлов еще не произведено. Повидимому, для твердого тела α больше, чем для соответствующей жидкости.

Говоря выше о поверхностной энергии, мы, кстати, неявно предполагали, что тело граничит с вакуумом или, точнее, насыщенным паром данного вещества (влияние воздуха также обычно невелико). Поверхностная энергия существует, разумеется, и на границе двух различных веществ или на границе двух конденсированных фаз одного и того же вещества. В этом случае поверхностная энергия характеризует обе фазы. Как мы увидим ниже, уже твердо установлено, что на границе раздела сверхпроводящей и нормальной фаз металла поверхностная энергия α_{ns} отлична от нуля и весьма существенна для ряда явлений. Вместе с тем, нет никаких оснований считать равными друг другу поверхностные энергии нормальной и сверхпроводящей фаз на границе их с вакуумом.

* Поверхностным натяжением называется сила, с которой стремится сократиться поверхность жидкости, причем сила рассчитывается на единицу длины контура поверхности. Сила, с которой стремится сократиться жидккая пленка шириной в 1 см, равна, таким образом, удвоенному поверхностному натяжению, так как пленка имеет две поверхности.

куумом. Между тем, именно этой разностью свободных энергий $\alpha_n - \alpha_s$ мы выше пренебрегали.

Действительно, до перехода в сверхпроводящем состоянии, поверхностная энергия, отнесенная к единице объема пленки, равна $\frac{2\alpha_s}{2d}$, где учтено, что пленка имеет две поверхности, и площадь поверхности пленки, соответствующая единице ее объема, равна $\frac{1}{2d}$. В нормальном состоянии роль поверхностной энергии определяется выражением $\frac{2\alpha_n}{2d}$.

Внося эти поправки в формулу (4,23) и переходя сразу к выражению для $\left(\frac{H_k}{H_{k.m}}\right)^2$, мы вместо (4,24), получаем

$$\left(\frac{H_k}{H_{k.m}}\right)^2 = \frac{1 + \frac{\beta}{d}}{1 - \frac{\delta}{d} \operatorname{th} \frac{d}{\delta}}, \quad (4, 25)$$

где

$$\beta = \frac{\alpha_n - \alpha_s}{H_{k.m}^2 / 8\pi}. \quad (4, 26)$$

В литературе известна лишь одна работа (17), результаты которой могут быть использованы (90a) для определения δ и β по формуле (4,25). При этом, к сожалению, измеренные значения $\left(\frac{H_k}{H_{k.m}}\right)$ приходится брать не из таблицы, а из графика, что снижает точность вычислений. В табл. 12 приводятся значения $\frac{H_k}{H_{k.m}}$, определенные таким образом по данным работы (17), при разных температурах и пленках различной толщины (см. рис. 22).

Если воспользоваться формулой (4,24), не учитывющей поверхностной энергии, то из каждого значения $\frac{H_k}{H_{k.m}}$ в табл. 12 можно определить значение δ . При этом, если формула (4,24) верна, то при данной температуре для пленок любой толщины значение δ должно быть одинаково. Последнее места не имеет, что видно из табл. 13, относящейся к температуре в 4° . Обработка данных табл. 12 по формуле (4,26) приводит, напротив, к удовлетворительным результатам. Для каждой температуры можно подобрать

Таблица 12

$d \cdot 10^5 \text{ см}$	$\frac{H_k}{H_{km}}$			
	2.5°	3.5°	4°	4.1°
1.2	1.57	1.77	3.14	4.85
0.85	2.28	2.86	5.00	7.72
0.71	2.74	3.46	6.29	10.0
0.59	3.57	4.57	7.57	14.0
0.42	5.56	7.14	14.0	18.6
0.30	7.57	10.6	20.0	26.3

значения δ и β , разумеется, одинаковые для всех толщин и приводящие к согласию формулы (4,26) с опытными данными с точностью, не меньшей 15% (т. е. отклонения между вычисленными и измеренными значениями $(\frac{H_k}{H_{km}})$ не пре- восходят 15% от $(\frac{H_k}{H_{km}})$ и, обычно, даже значительно меньше). Соответствующие значения δ и β , полученные из данных табл. 12, приведены в табл. 14, в которой помещены также значения критического поля H_{km} (325)* и разности $a_n - a_s$, вычисленной с помощью соотношения (4, 26). По ряду причин цифры в табл. 14 носят весьма приближенный, ориентировочный характер (90a). Тем не менее, общий ход зависимости δ , β и $(a_n - a_s)$ от температуры выступает вполне ясно (см. рис. 43).

Таблица 13

$d \cdot 10^5 \text{ см}$	$\delta \cdot 10^5 \text{ см}$ (по формуле (4.24) из данных табл. 12 для $T = 4^\circ$)
1.2	2.05
0.85	2.40
0.71	2.49
0.59	2.58
0.42	3.41
0.30	3.44

Таблица 14

T°	$\delta \cdot 10^5 \text{ см}$	$\beta \cdot 10^5 \text{ см}$	H_k Гаусс	$a_n - a_s \cdot 10^4$ эрг
2.5	0.7	0.7	267.8	200
3.5	0.9	0.7	122.3	42
4	1.2	2.1	32.3	8.7
4.1	1.7	2.8	13.1	1.9

* По данным работы (325), для ртути $T_k = 4,167^\circ$.

При приближении к T_K глубина проникновения δ стремится к бесконечности — это обстоятельство мы уже много-кратно обсуждали (см. § 8 и 13). Величина β , как ясно из табл. 14, играет при разрушении сверхпроводимости пленок большую роль (не меньшую, чем δ). Весьма любопытно

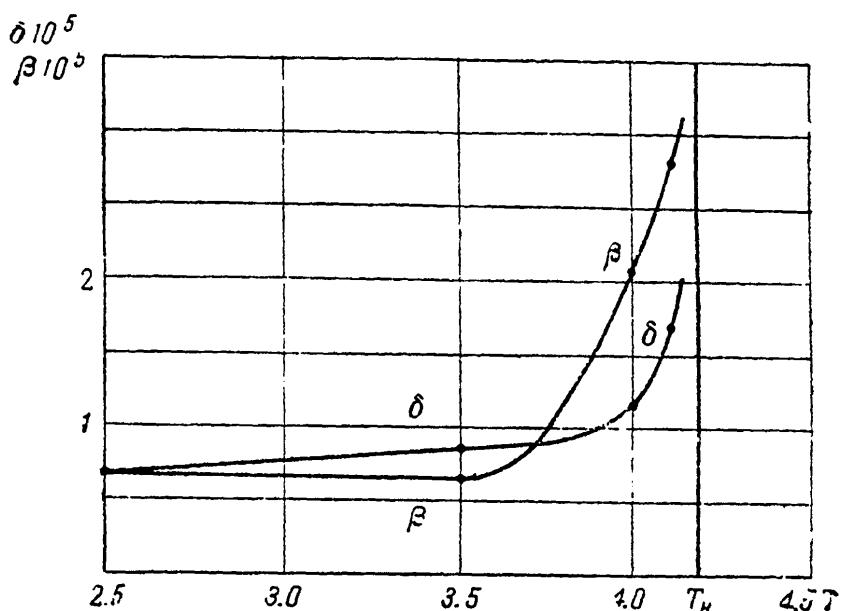


Рис. 43. Температурная зависимость глубины проникновения и величины β , характеризующей разность поверхностных энергий.

при этом, что в силу специфической температурной зависимости критического поля $H_{кн}$, величина β стремится к бесконечности при $T \rightarrow T_K$, несмотря на то, что разность поверхностных энергий $\alpha_s - \alpha_s$ стремится в точке перехода к нулю, как это и должно быть, в силу неразличимости обеих фаз при $T = T_K$. Далее, большие значения β , весьма существенные в формуле (4, 25), соответствуют крайне малой разности $\alpha_s - \alpha_s$, не превосходящей нескольких сотых эрга.

При возникновении сверхпроводимости, затрагивающем лишь электроны проводимости, можно ожидать только весьма незначительного относительного изменения поверхностной энергии. Мы видим, что это действительно имеет место, поскольку, как уже было указано, поверхностная энергия твердого тела, т. е. α_s или α_s , порядка тысячи эрг.

Метод, основанный на разрушении сверхпроводимости плен-

ки магнитным полем, позволяет, таким образом, измерять значения $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ порядка 10^{-7} ($\alpha \sim 10^3$; при 4.1° , $\Delta\alpha = \alpha_n - \alpha_s \sim 10^{-4}$).

Обратимся теперь к вопросу о поверхностной энергии α_{ns} на границе раздела сверхпроводящей и нормальной фаз (разумеется, нет никаких оснований считать, что $\alpha_{ns} = \alpha_n - \alpha_s$). Прежде всего, важно подчеркнуть, что вывод о необходимости существования этой энергии и определение ее минимального значения может быть получен из того факта, что при полях, больших критического, сверхпроводимость полностью исчезает (260, 90a). Соображения, приводящие нас к формулам (4, 23) и (4, 24), не зависят от того, находится ли сверхпроводящая пластинка в вакууме или помещена между двумя пластинами, находящимися в нормальном состоянии (это связано с отсутствием влияния нормальной фазы на магнитное поле). Но, как уже отмечалось и видно из формулы (4, 24), для тонкой пластины критическое поле выше, чем для толстой. Поэтому при достижении полем значения H_{km} , энергетически выгодно не полное исчезновение сверхпроводящей фазы, а расслоение тела на чередующиеся нормальные и сверхпроводящие участки. Последнее, тем не менее, в простых геометрических условиях, когда поле параллельно оси цилиндрического образца, места не имеет. Вывод о выгодности расслоения получен, однако, в пренебрежении поверхностной энергии α_{ns} на границе раздела обеих фаз. Если $\alpha_{ns} \neq 0$, то образование всякой новой границы требует затраты энергии. Для того чтобы расслоение не имело места, нужно, очевидно, чтобы соблюдалось неравенство

$$H_c < H_{km}, \quad (4, 27)$$

т. е. чтобы критическое поле для тонкого сверхпроводящего слоя между двумя нормальными было меньше измеряемого на опыте критического поля для массивных сверхпроводников. Учет поверхностной энергии α_{ns} приводит к тому, что в (4, 23) нужно к F_s прибавить выражение $\frac{\alpha_{ns}}{d}$ так как пока имеется сверхпроводящая пластинка, поверхности раздела присутствуют, в то время как после превращения и исчезнове-

ния пластиинки эти поверхности отсутствуют. Поэтому для H_κ получается формула

$$\left(\frac{H_\kappa}{H_{\kappa m}}\right)^2 = \frac{1 - \frac{8\pi a_{ns}}{\delta H_{\kappa m}^2}}{1 - \frac{\delta}{d} \operatorname{th} \frac{d}{\delta}}. \quad (4,28)$$

Условие (4, 27) переходит, таким образом, в следующее:

$$a_{ns} > \frac{\delta H_{\kappa m}^2}{8\pi} \operatorname{th} \frac{d}{\delta}$$

или, если требовать отсутствия расслоения на слои любой толщины, то в условие

$$a_{ns} > \frac{\delta H_{\kappa m}^2}{8\pi}, \quad (4,29)$$

поскольку

$$\operatorname{th} \frac{d}{\delta} \leq 1.$$

Существование поверхностного натяжения на границе раздела двух любых фаз приводит, как известно, к явлениям переохлаждения и перегрева, при которых происходит затягивание фазового перехода. Допустим, например, что твердая фаза становится термодинамически более выгодной при температуре T_n и, таким образом, при дальнейшем понижении температуры жидкость должна затвердеть. Однако образование твердой фазы, как и всякой другой новой фазы, не может произойти сразу и должно начаться с образования зародыша. У зародыша же роль поверхностной энергии, по сравнению с объемной, относительно велика и в результате зародыши с размерами, меньшими некоторого минимального, неустойчивы. Поэтому при отсутствии условий, способствующих образованию достаточно крупных зародышей, затвердевание (кристаллизация) задерживается до температур ниже T_n . Аналогичная ситуация должна иметь место в случае сверхпроводников. При нормальной температуре перехода T_κ , т. е. температуре перехода в поле, равном нулю, обе фазы сверхпроводящая и нормальная — неразличимы (см. §§ 8, 10) и поэтому при $T = T_\kappa$ энергия

$$a_{ns} = 0, \quad (4,30)$$

так же, как равна нулю величина $\alpha_{..s} - \alpha_s$, фигурировавшая ранее. Равенство (4,30) не противоречит условию (4,29), так как при $T = T_\kappa$, $H_\kappa = 0^*$.

При температурах ниже T_κ $\alpha_{..s} \neq 0$ и поэтому может иметь место и фактически наблюдается на опыте (392) переохлаждение нормальной фазы.

Поверхностная энергия существенна также для расслоения сверхпроводника на чередующиеся нормальные и сверхпроводящие области, что имеет место при переходе сверхпроводника в так называемое промежуточное состояние. О промежуточном состоянии будет итти речь в следующем параграфе, здесь же мы хотим сделать лишь одно замечание. При рассмотрении относительно толстых слоев, т. е. когда $d \gg \delta$, удобно ввести понятие не об истинной поверхностной энергии $\alpha_{..s}$, которой мы оперировали выше, а об эффективной поверхностной энергии α'_{ns} . Дело в том, что при образовании поверхности раздела магнитное поле выталкивается из сверхпроводящего участка неполностью и, следовательно, изменение свободной энергии, при образовании этого участка, меньше, чем если считать, что в нем поле $H = 0$. Поэтому, если считать что изменение свободной энергии, связанное с образованием сверхпроводящей области объема v , равно $(F_s - F_n)v$, то поверхностную энергию нужно приравнять не $\alpha_{..s}$, а, как можно убедиться, считать равной

$$\alpha'_{ns} = \alpha_{..s} - \delta \frac{H_{\kappa m}^2}{8\pi} = \Delta \frac{H_{\kappa m}^2}{8\pi}. \quad (4,31)$$

Опыты с сверхпроводниками, находящимися в промежуточном состоянии, свидетельствуют о том, что $\alpha'_{..s} > 0$ и по порядку величины может равняться $\frac{\delta H_{\kappa m}^2}{8\pi}$ (213, 382). Далее, при $T \rightarrow T_\kappa$, $\Delta \rightarrow 0$

(213), откуда следует, что в этом случае величина $\beta_{..s} = \frac{\alpha_{ns}}{H_{\kappa m}^2} \frac{1}{8\pi}$

стремится к бесконечности, так же как δ .

* Если поставить в (4,27) знак равенства, то $H_\kappa = H_{\kappa m}$, т. е. расслоение возможно, хотя и не более выгодно, чем его отсутствие. Поэтому при T_κ в (4,29) можно допустить и знак равенства — фазы все равно неразличимы.

Гла ва V

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ. СВОЙСТВА СПЛАВОВ

§ 21. Промежуточное состояние

Если поместить в однородное магнитное поле H_0 какой-либо массивный сверхпроводящий образец, то поле, вообще говоря, сильно изменится: внутри тела поле равно нулю ($\vec{H}_t = 0$); вне тела поле будет таким же, как если бы образец обладал равной нулю магнитной восприимчивостью (т. е. $\mu = 0$). Лишь в случае цилиндра внешнее поле остается таким же, как при отсутствии тела, т. е. $\vec{H}_e = H_0$ (этим обстоятельством выше мы широко пользовались).

Для шара радиуса R_0 в точке R , как было указано в § 14,

$$\vec{H}_e = \vec{H}_e + \frac{3(\vec{R}\vec{M})\vec{R}}{R^5} - \frac{\vec{M}}{R^3}, \vec{M} = -\frac{R^4 R_0 \vec{H}_0}{2}, \quad (5,1)$$

т. е. поле во вне равно сумме внешнего невозмущенного поля H_0 и поля диполя с моментом \vec{M} , помещенного в центре шара*. Поле \vec{H}_e максимально на экваторе шара, где оно равно

$$\vec{H}_e^{\max} = \frac{3}{2} \vec{H}_0 \quad (5,2)$$

(см. рис. 44, поле максимально в точках A_1 и A_2).

Для кругового цилиндра в поперечном поле максимальное поле (поле на экваторе, см. точку A на рис. 16) равно

$$\vec{H}_e^{\max} = 2 \vec{H}_0.$$

* Отметим, что нормальная к поверхности тела, слагающая \vec{H}_e , в силу условия $\vec{H}_t = 0$, равна нулю.

В более общем случае эллипсоида вращения, одна из осей которого направлена по \vec{H}_o , поле также максимально на экваторе, причем

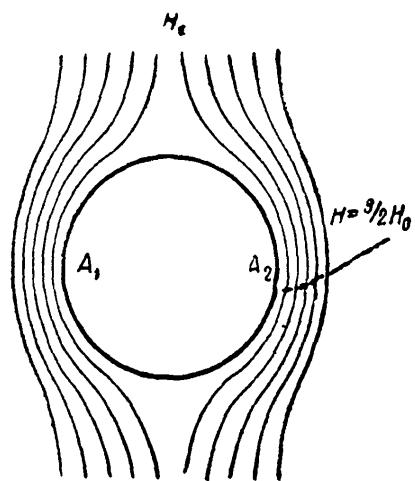


Рис. 44. Распределение поля вокруг сверхпроводящей сферы.

размагничивающим фактором связаны с тем, что при постепенном увеличении поля оно достигнет критического значения H_κ не одновременно во всех точках поверхности образца. Раньше всего, очевидно, критическое значение поля будет достигнуто в точках, где $H_e = H_e^{\max}$, т. е. для эллипсоида на его экваторе. Отсюда следует, что при достижении полем H_o значения

$$H_o = H_\kappa (1 - n) \quad (5, 4)$$

Таблица 15

Значения размагничивающего фактора n

Отношение оси, направленной по полю, к перпендикулярной оси	(бесконечная пластина)	1 (шар)	3	5	10	50	(цилиндр с осью по 8 полю)
n	1	$1/3$	0.108	0.056	0.02	0.0014	0

сверхпроводимость эллипсоида должна начать разрушаться. На первый взгляд может показаться, что этот процесс разрушения сверхпроводимости при $H_o > H_k \cdot (1 - n)$ приведет к разделению образца на сверхпроводящую сердцевину и нормальную оболочку, как это показано для случая эллипсоида на рис. 45. Легко видеть, однако, что подобное разделение не является решением задачи (5, 2, 223). В самом деле, граница между нормальной и сверхпроводящей фазами должна определяться тем условием, что на ней поле равно критическому, а в области существования нормальной фазы везде поле больше критического. Между тем, последнее в случае рис. 45 не может иметь места, так как поле вне сердцевины меньше, чем на ее поверхности (см., например, распределение линий поля на рис. 44), и, следовательно, меньше H_k .

Эти простые соображения, так же как более тщательный анализ, показывают, что невозможно найти простую граничную поверхность, на которой $H = H_k$ и, вместе с тем, обеспечивающую соблюдение неравенства $H \geq H_k$ в области, занятой нормальной фазой.

Выход из получающегося затруднения состоит, как оказалось, в том, что при достижении полем на экваторе * критического значения (т. е., начиная со значений H_0 , равных выражению (5, 4), сверхпроводник разбивается на довольно тонкую смесь чередующихся сверхпроводящих и нормальных областей. Макроскопически в большинстве случаев удобно рассматривать образец в таком расслоенном состоянии, как находящийся в некотором новом „промежуточном состоянии“ сверхпроводников, характеризуемом своими макроскопическими параметрами. Важнейшим из последних является среднее поле в металле \bar{H}_i , ** значение которого ле-



Рис. 45. Предполагаемое (но неосуществляющееся) разделение эллипсоида на нормальную и сверхпроводящую части.

* Мы ограничиваемся для определенности случаем эллипсоида.

** Следует иметь в виду, что используемые здесь обозначения не совпадают с общепринятыми (1, 2, 5), так как мы не пользуемся понятия-

жит между нулем и H_κ . По определению, поле \bar{H}_i равно истинному значению поля, усредненному по некоторому объему, достаточно большому по сравнению с периодом микроскопической структуры тела, т. е. расстоянием между слоями. Одновременно, для того чтобы усреднение имело смысл, необходимо, чтобы в теле насчитывалось очень большое число слоев, т. е. их толщина была бы значительно меньше минимальных размеров образца. Вычисление поля \bar{H}_i даже для эллипсоида возможно лишь при некоторых дополнительных предположениях, сводящихся к пренебрежению разветвлением слоев в промежуточном состоянии (213) (см. ниже). В этом случае (5,355, 213) :

$$\bar{H}_i = \frac{H_0}{n} - \left(\frac{1}{n} - 1 \right) H_\kappa, \quad (5,5)$$

при $H_\kappa (1 - n) \leq H_0 \leq H_\kappa$.

Остановимся теперь кратко на процессе разрушения сверхпроводимости в случае шара (обобщение на случай эллипсоида очевидно). В поле $H_0 < \frac{2}{3} \cdot H_\kappa$ шар целиком является сверхпроводящим; в интервале $\frac{2}{3} H_\kappa < H_0 < H_\kappa$ он пребывает в промежуточном состоянии и при $H_0 > H_\kappa$ целиком в нормальном. При этом среднее поле в шаре при $H_0 < \frac{2}{3} H_\kappa$ равно нулю, во втором интервале определяется приближенно формулой (5,5) с $n = \frac{1}{3}$ (т. е. поле меняется по закону $\bar{H}_i = 3H_0 - 2H_\kappa$) и в третьем интервале ($H_0 > H_\kappa$), $\bar{H}_i = H_\kappa$ (см. рис. 46). Магнитный момент шара в промежуточном состоянии равен

$$M = (H_0 - H_\kappa) R_0^3. \quad (5,6)$$

Зависимость момента от H_0 во всем интервале полей ясна из рис. 47 (см. (5,1) и (5,6)); измерение момента является

ми магнитной индукции и намагничения. Среднее поле \bar{H}_i , в обычной феноменологической теории, соответствует индукции магнитного поля. В (455, 456).

одним из эффективных методов исследования промежуточного состояния (383, 384).

Получение выражения (5, 6) весьма просто; решение вне сферы имеет вид (5, 1), где, однако, значение M не фикси-

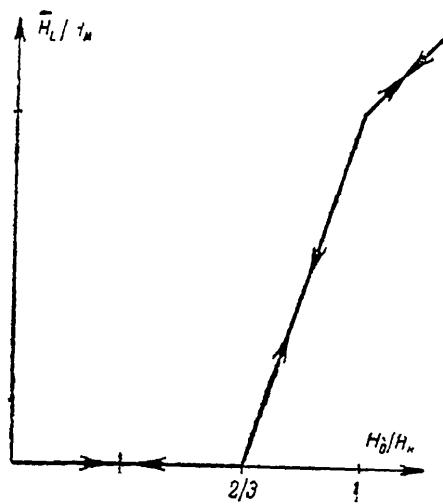


Рис. 46. Зависимость среднего поля в сфере от напряженности внешнего поля.

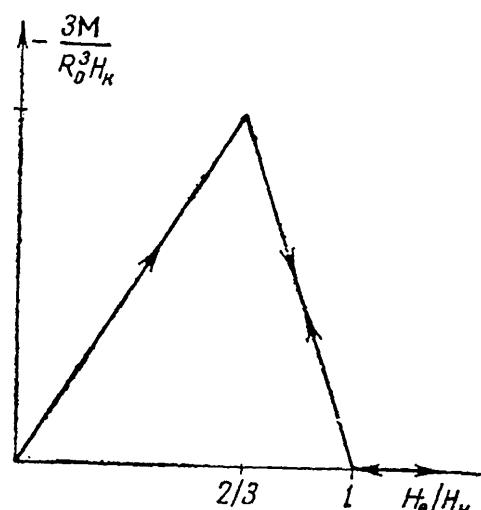


Рис. 47. Магнитный момент сферы в зависимости от напряженности внешнего поля.

руется; далее, условия на границе шара состоят в непрерывности нормальных слагающих H_e и \bar{H}_i , откуда и получается формула (5, 6). Для описания промежуточного состояния часто может быть вполне оправдано введение магнитной проницаемости μ . Определить μ можно, учитывая, что момент сферы из материала с проницаемостью μ в поле \vec{H}_0 равен $\vec{M} = \frac{\mu - 1}{\mu + 2} R_0^3 \vec{H}_0$; отсюда путем сравнения с (5, 6) мы находим, что

$$\mu = \frac{\bar{H}_i}{H_k}. \quad (5, 7)$$

В феноменологической теории, как известно, $\mu = \frac{B}{H}$, где B — индукция поля и H — магнитное поле. Отсюда ясно, что если ввести векторы B и H , то в промежуточном состоянии*

$$B = \bar{H}_i, \quad H = H_k. \quad (5, 8).$$

* Во избежание путаницы напомним еще раз, что до сих пор различие между B и H не делалось (455, 456) и в предыдущем изложении, в телесфере магнитное поле феноменологической теории H вообще не определялось (речь была лишь о \bar{H}_i — истинном значении поля).

На термодинамических соотношениях, относящихся к промежуточному состоянию (5, 355, 213) мы останавливаться не будем, так же как на детальном рассмотрении микроскопической теории промежуточного состояния; ниже кратко освещены лишь важнейшие относящиеся сюда вопросы (подробнее см. (213,5)).

Как уже было упомянуто, с микроскопической точки зрения промежуточное состояние представляет собой смесь чередующихся нормальных и сверхпроводящих слоев. Размеры и форма этих слоев определяются требованием минимальности полной свободной энергии рассматриваемого тела, которая складывается из собственно свободной энергии слоев, энергии магнитного поля и поверхностной энергии на границе слоев. Если эти слои достаточно толсты, то удобно считать, что в сверхпроводящих слоях $H_i = 0$ и проникновения в них поля не учитывать; при этом, как мы видели в § 20, вместо истинной поверхностной энергии фигурирует эффективная поверхностная энергия $\alpha'_{ns} = \alpha_{ns} - \delta \frac{H_{\kappa m}^2}{8\pi} = \Delta \frac{H_{\kappa m}^2}{8\pi}$. Свободная энергия на единицу объема в нормальных слоях превышает свободную энергию в слоях сверхпроводящих на $H_{\kappa}^2/4\pi$, так как $F_n = F_s + \frac{H_{\kappa}^2}{8\pi}$ (см. (4, 8)) и, кроме того, в нормальных слоях имеется магнитное поле, плотность энергии которого равна $\frac{H_{\kappa}^2}{8\pi}$. Здесь мы предположили, что в нормальном слое $H_i = H_{\kappa}$; это действительно имеет обычно место, поскольку поле, равное критическому, является минимальным, могущим существовать в нормальной фазе и на границе обеих фаз при равновесии обязательно $H_i = H_{\kappa}$. Отсюда для плоского слоя следует, что в нем поле постоянно, равно H_{κ} и направлено параллельно плоскости раздела.

Для перпендикулярной полю плоской, бесконечной пластины форму слоев можно определить весьма точно (213); промежуточное состояние в этом случае осуществляется во всем интервале внешних полей от нуля до H_{κ} , так как $n=1$ (см. табл. 15); соответствующая картина расслоения показана на рис. 48. На границах пластины слои начинают все более и более расслаиваться, пока их толщина не станет сравнима с глубиной

проникновения поля. В этом случае исходные предпосылки, в частности предположение о равенстве нулю поля в сверхпроводящей части, становятся неверными, и нужно специаль-

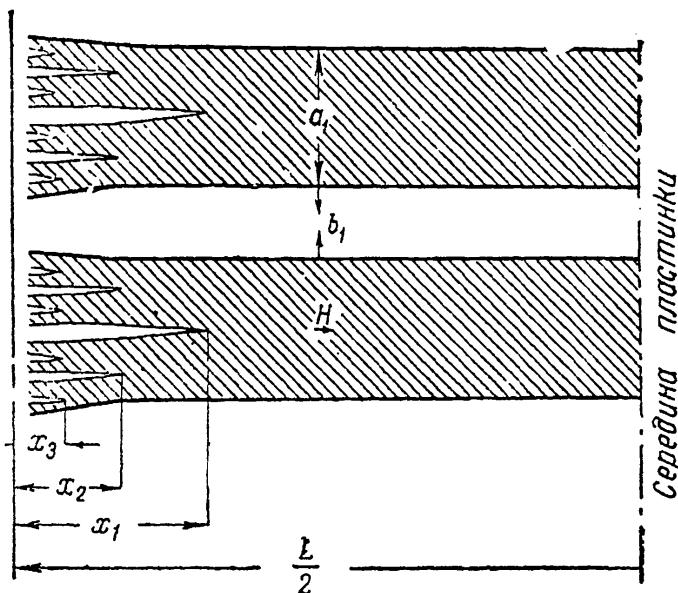


Рис. 48. Форма слоев в случае перпендикулярной полю сверхпроводящей пластины.

ное, еще не проведенное рассмотрение вопроса. Здесь важно лишь подчеркнуть, что, на границе с вакуумом в пластинке (и телах другой формы) появляется чрезвычайно тонкая, уже микроскопическая смесь обоих состояний, отличная от собственно „промежуточного состояния“ и называемая „смешанным состоянием“.

В толще пластины, до начала разветвления, толщины нормальных и сверхпроводящих слоев a_1 и b_1 равны

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= 2^{\frac{2}{3}} (\sqrt{2} - 1)^{\frac{2}{3}} \Delta^{\frac{1}{3}} L^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\bar{H}_t}{H_\kappa - \bar{H}_t} \right)^{\frac{2}{3}} \\ b_1 &= 2^{\frac{2}{3}} (\sqrt{2} - 1)^{\frac{2}{3}} \Delta^{\frac{1}{3}} L^{\frac{2}{3}} \left(\frac{H_\kappa - \bar{H}_t}{\bar{H}_t} \right)^{\frac{1}{3}} \\ \frac{a_1}{b_1} &= \frac{\bar{H}_t}{H_\kappa - \bar{H}_t} \end{aligned} \right\}, \quad (5, 9)$$

где L — толщина пластины и \bar{H}_t — среднее поле в пластине.

Среднее поле \bar{H}_t для пластины равно внешнему полю H_0 . Как ясно из (5, 9), при $H_0 \rightarrow H_\kappa$, $a_1 \rightarrow \infty$, т. е. вся пластина

становится нормальной; разумеется, при этом $b_1 \rightarrow 0$, как это и должно быть. Приближенно, если $\overline{H}_i \neq 0$ и $\overline{H}_i \neq H_\kappa$,

$$a_1 + b_1 \approx 2 \Delta^{\frac{1}{3}} L^{\frac{2}{3}}. \quad (5, 10)$$

Если принять значения $\Delta = 3 \cdot 10^{-5}$ и $L = 1$ см, то $a_1 + b_1 \approx 0,06$ см, т. е. слои весьма толстые.

Длина неразветвленной части слоев (см. рис. 48) равна

$$L - 2x_1 \approx 0,71L. \quad (5, 11)$$

Приведенные результаты применимы и для эллипсоида, а качественно и в более общем случае.

В пластине слои плоские — на рис. 48 представлено их сечение; для шара слои могут, как следует из весьма ориентировочных соображений, иметь форму коаксиальных цилиндров с осью, направленной по полю, и для цилиндра (в поперечном поле) быть плоскими, параллельными полю и оси цилиндра (213). Форма слоев остается, однако, еще неизвестной, так как наличие „смешанного состояния“ на поверхности тела препятствует соответствующим наблюдениям. Тем не менее, слоистую структуру в промежуточном состоянии можно наблюдать, измеряя поле в тонкой щели, проширенной в образце, например в шаре (382). Если ширина щели меньше, чем

$$d_0 \approx 8 \Delta^{\frac{2}{3}} L^{\frac{1}{3}}, \quad (5, 12)$$

то ветвистое расщепление слоев и образование „смешанного состояния“ места не имеет и должно наблюдаться расслоение.

Последнее подтверждается на опытах (382), находящихся в качественном согласии с теорией и доказывающих, что эффективная поверхностная энергия $\alpha'_{ns} > 0$ и при этом $\Delta = \frac{\alpha'_{ns}}{H_{\kappa m}^2 / 8\pi}$, при достаточно низкой температуре, порядка глубины проникновения $\delta \sim 10^{-5}$ см (см. § 20).

* Под L нужно теперь понимать длину силовой линии магнитного поля, проходящей по рассматриваемому нормальному слою.

Возникновение промежуточного состояния проявляется также в появлении сопротивления для текущего по образцу тока; это связано с тем, что току на своем пути приходится проходить через нормальные слои, а также с существованием „смешанного состояния“ на поверхности тела. Измерение сопротивления может служить и для выяснения направления слоев. Например, шар в промежуточном состоянии обладает сопротивлением в направлении, перпендикулярном полю, но по направлению поля его сопротивление равно нулю (377). Этот факт подтверждает предположение о том, что слои в случае шара параллельны полю.

Влияние поля на сопротивление перпендикулярного ему цилиндра менее ясно. Сопротивление здесь появляется обычно почти одновременно с переходом цилиндра в промежуточное состояние, т. е. в поле $H_0 = \frac{1}{2} H_k$. Структура слоев в случае цилиндра еще не выяснена.

Возникновением промежуточного состояния объясняется, наконец, отмечавшаяся в § 7 размазанность кривой перехода при разрушении сверхпроводимости током. Отсылая за подробностями к обзору Шенберга (5) *, укажем здесь лишь на причины неизбежного возникновения промежуточного состояния при разрушении сверхпроводимости током, текущим по цилиндрической проволоке. Когда магнитное поле тока достигнет на поверхности проволоки критического значения, сверхпроводимость на поверхности начнет разрушаться; при этом диаметр сверхпроводящей токонесущей части провода уменьшится и, следовательно, напряженность поля на ее поверхности увеличится. Таким образом, процесс разрушения пойдет еще быстрее, и в итоге весь провод должен перейти в нормальное состояние. Приведенный процесс, однако, невозможен, так как после перехода провода целиком в нормальное состояние ток был бы распределен по его сечению равномерно и, следовательно, в большей части этого сечения магнитное поле было бы слабее критического и сверх-

* Наиболее чистая в экспериментальном отношении работа в этой области принадлежит Алексеевскому (8).

проводимость могла бы сохраниться. Отсюда ясно, что после достижения полем на поверхности значения H_k провод должен перейти в промежуточное состояние, в котором имеется сопротивление, отличное от нуля и от значения, соответствующего нормальному состоянию.

§ 22. Свойства сплавов

Свойства многочисленных сверхпроводящих сплавов резко отличаются от свойств идеальных сверхпроводников. Сверхпроводящие соединения обычно примыкают в этом отношении к сплавам, хотя в некоторых случаях (Au_2Bi , CuS) ведут себя, как чистые сверхпроводники (390).

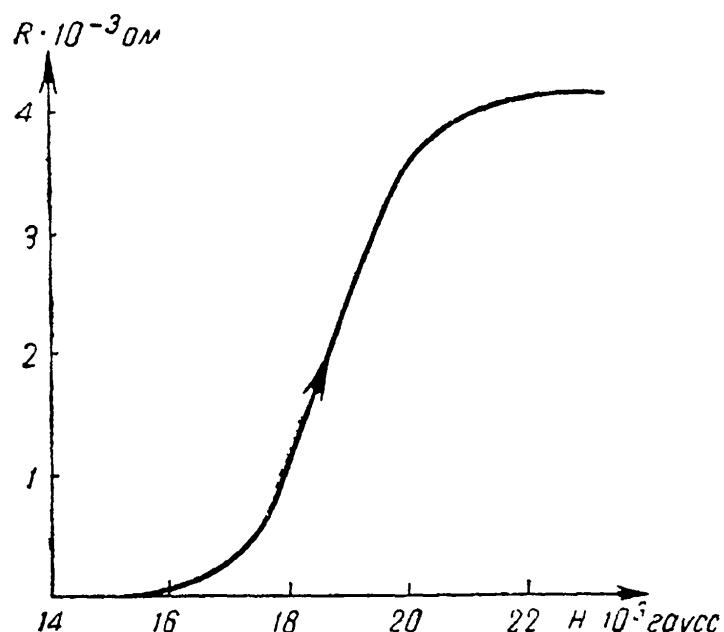


Рис. 49. Зависимость сопротивления эвтектики $\text{Pb} - \text{Bi}$ от поля.

Перечислим особенности поведения сплавов.

1. Все кривые перехода (в поле и без поля) сильно размыты, иногда даже на много градусов или много сотен гаусс. Например, на рис. 49 приведена зависимость сопротивления эвтектики $\text{Pb} - \text{Bi}$ от поля; сопротивление меняется в этом случае в интервале порядка 4000 гаусс, в то

время как для чистых металлов полное разрушение сверхпроводимости имеет место в интервале, значительно меньшем одного гаусса (см. § 8).

2. Из приведенного примера видно также, что поле $H_k = H_3$, в котором появляется сопротивление, значительно больше критических полей для большинства чистых металлов (см. рис. 13). Это же относится к большинству других сплавов.

3 Критический ток, при котором начинает восстанавливаться сопротивление, значительно меньше необходимого в случае справедливости гипотезы Сильсби (см. § 7). Другими словами, магнитное поле H_1 этого критического тока на поверхности образца значительно слабее критического поля $H_c \equiv H_s$.

4. В толще сверхпроводящих сплавов, вообще говоря, магнитное поле не равно нулю. Если сплав перевести в сверхпроводящее состояние и затем включить слабое поле, постепенно увеличивая его напряженность, то вначале, внутри образца, $H = 0$. При некотором значении напряженности поля $H = H_2$ оно начинает проникать в металл, где, однако, остается более слабым, чем вне образца. Поле H_2 при этом обычно значительно меньше критического поля $H_c = H_s$, при котором появляется сопротивление. При внешнем поле, равном $H_c = H_s$, поле внутри тела уже равно внешнему. Если сплав охлаждается в постоянном внешнем поле, то внутри образца, после возникновения сверхпроводимости, поле $H \neq 0$ и примерно равно полю H_2 . Полное выключение внешнего поля в этом случае приводит к тому, что в теле остается некоторое остаточное поле также порядка H_2 .

Сказанное иллюстрируется рис. 50, на котором поле в образце представлено как функция внешнего поля*; стрелки указывают, в каком направлении менялось внешнее поле.

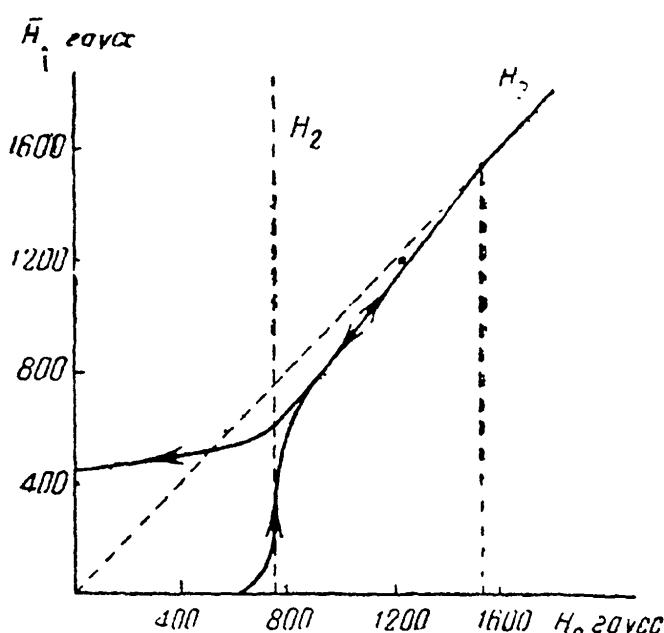


Рис. 50. Магнитное поле в сплаве в зависимости от напряженности внешнего поля (для сплава $Pb + 20\%I_n$, при $T = 1,95^\circ$).

* Внешнее поле параллельно цилиндрическому образцу, так что осложнения, связанные с размагничивающим фактором, не возникают.

Как видно из сказанного, для сплавов можно говорить о трех критических полях (5): H_1 , H_2 и H_3 , совпадающих в случае идеальных сверхпроводников. На рис. 51 представлена зависимость всех этих трех полей от температуры для типичного сверхпроводящего сплава.

Причину специфического поведения сверхпроводящих сплавов следует, несомненно, искать в особенностях, отличающих сплавы от идеальных металлов. Особенности эти

состоят в том, что в сплавах имеются различного рода неоднородности концентрации и напряжений. В результате, в образце могут образоваться отдельные сверхпроводящие области, нити и цепочки, окруженные нормальной фазой. Отсюда сразу становится ясным, что поле должно начать проникать в образец раньше, чем будет разрушена сверхпроводимость. Именно, при поле $H = H_1$ разрушается сверхпроводи-

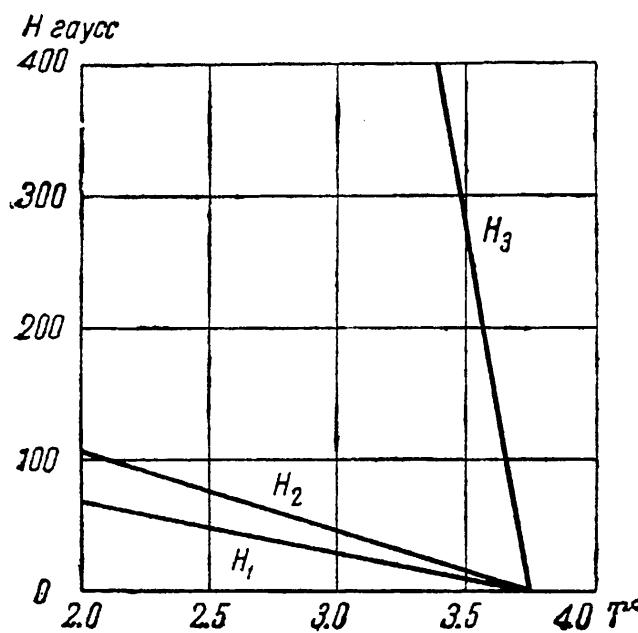


Рис. 51. Температурная зависимость трех критических полей в сплавах.

мость основной массы металла, но отдельные сверхпроводящие нити сохраняются; по этим нитям может продолжать течь сверхпроводящий ток. Поскольку критическое поле для сверхпроводников малых размеров выше, чем для массивных, разрушение сверхпроводимости тонких нитей должно происходить при полях H_3 , больших чем H_2 . Кроме того, по предположению, нити отличаются по своему составу и механическому состоянию (деформации, напряжения) от остальной массы металла и, следовательно, критическое поле для них может быть больше H_2 , даже если не учитывать эффект толщины, который является, по всей вероятности, основным. Далее, если по проволоке из сверхпроводящего сплава течет ток, то сопротивление должно восстанавливаться, когда поле

тока на поверхности проволоки порядка H_2 , а не H_3 . Дело в том, что после того как достигнуто поле H_2 , сверхпроводящими могут оставаться лишь упомянутые нити. Но сечение их значительно меньше сечения всей проволоки, поэтому, если бы ток проходил по этим нитям, у их поверхности создавалось бы поле, значительно большее H_2 и разрушающее сверхпроводимость нитей. На опыте, действительно, поле H_1 близко к H_2 (см. рис. 51). Реальность же различия между H_1 и H_2 вообще несколько проблематична ввиду нерезкости всех переходов и связанной с этим известной неопределенности в значении критических полей. Поэтому обсуждение причин возможного неравенства полей H_1 и H_2 несколько преждевременно.

Появление в сверхпроводящих сплавах небольших областей, для которых критическое поле значительно выше, чем для массивного металла, по всей вероятности связано с тем, что в этом случае поверхностная энергия α_{ns} на границе сверхпроводящей и нормальной фаз относительно мала. Как мы видели в § 20, лишь при условии (4,29), т. е. если $\alpha_{ns} > \delta \frac{H_{km}^2}{8\pi}$, в поле $H > H_{km}$ не происходит расслоения чистых сверхпроводников на смесь нормальных и сверхпроводящих областей. Появление в сплавах в поле $H > H_2$ сверхпроводящих нитей, окруженных нормальной фазой металла, означает, что вследствие натяжений и неоднородностей в некоторых местах, где и появляется нить, неравенство (4,29) не соблюдается.

Отсутствие в сплавах эффекта Мейснера, т. е. сохранение поля в толще образца при его охлаждении во внешнем поле, также можно объяснить на основе предположения о существовании областей (нитей) с аномально большим значением критического поля. Если эти области многосвязны, то в них, после разрушения сверхпроводимости остальной массы металла, должен сохраняться сверхпроводящий ток, стремящийся оставить неизменным поток магнитного поля через контур этого тока.

В результате, при выключении внешнего поля, в образце сохраняются токи, магнитное поле которых само обеспечи-

вает неполный переход всего сплава в сверхпроводящее состояние (последнее необходимо для того, чтобы сохранялась многосвязность сверхпроводящих контуров). В результате наличия незатухающих токов образец обладает некоторым магнитным моментом.

При последующем включении и увеличении внешнего поля сначала поток через образец будет сохраняться неизменным, т. е. не будет увеличиваться; однако, после того, как токи по сверхпроводящим контурам достигнут критического значения, возрастание потока через образец начнется снова, пока в поле H_3 , при полном разрушении сверхпроводимости, напряженности поля во вне и внутри не станут равны.

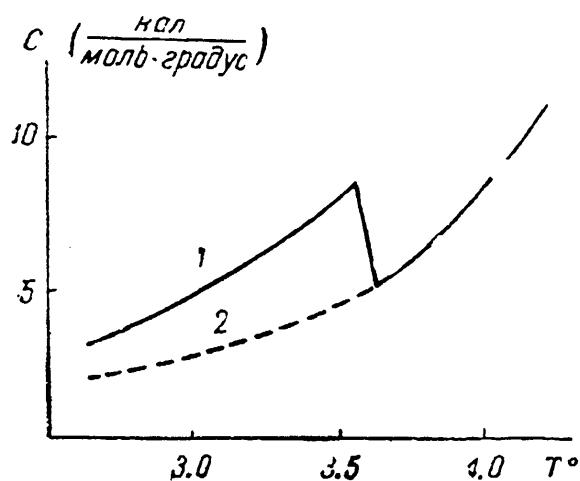


Рис. 52. Температурная зависимость теплоемкости сплава без момента и с остаточным моментом.

Между тем, если бы поле H_3 , весьма большое для сплавов, играло такую же роль, как критическое поле в идеальных сверхпроводниках, то в силу уравнения (4,10), имел бы место большой скачок теплоемкости. Дело, очевидно, в том, что для основной массы металла критическое поле равно полю H_2 , которое по порядку величины не превосходит критическое поле для чистых металлов. Калориметрические опыты (307) подтверждают также справедливость предположения о том, что у образца из сверхпроводящего сплава с остаточным магнитным моментом* остается сверх-

* Как указано, подобное состояние осуществляется, если сплав охлаждался в постоянном магнитном поле, которое затем было выключено. Остающиеся при этом незатухающие токи приводят к тому, что образец имеет остаточный магнитный момент.

проводящей лишь небольшая часть объема (см. выше). Если измеряется теплоемкость данного образца без остаточного момента, то при T_k наблюдается скачок теплоемкости (кривая 1. на рис. 52); если же исследуется образец с остаточным моментом, то заметного скачка нет (кривая 2 на рис. 52), т. е. основная масса металла была несверхпроводящей при температурах ниже T_k .

Резюмируя, можно сказать, что особенности поведения сплавов в общем находят удовлетворительное объяснение. Заметим в заключение, что важность изучения сплавов связана, в первую очередь, с тем, что сверхпроводимость очень чувствительна к примесям и сверхпроводящими сплавами часто приходится считать образцы металла, в других отношениях очень чистые. Ярким примером этого может служить история со сверхпроводимостью титана, на которой мы останавливались в § 8.

Гла́за VI

СОСТОЯНИЕ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

§ 23. Электронная теория металлов

Характерные свойства металлов (электро- и теплопроводность, термоэлектрические и другие явления и т. д.) определяются поведением электронов проводимости, т. е. тех электронов, которые не связаны прочно с атомами и обладают возможностью перемещаться по металлу. Микроскопическая теория ставит поэтому своей задачей объяснение всей совокупности свойств металлов на основе детального рассмотрения электронов проводимости; обычно поэтому говорят об электронной теории металлов.

Вся совокупность наших сведений о металлах сводится к знанию: 1) статистических их свойств (теплоемкости, сжимаемости, магнитной восприимчивости, работы выхода и т. д.); 2) уравнений, описывающих различные процессы (закон Ома, уравнение теплопроводности, соотношения Томсона для термоэлектрических явлений и др.) и 3) кинетических коэффициентов, фигурирующих в этих уравнениях или законах (проводимость, коэффициент теплопроводности и т. д.).

В принципе, от электронной теории можно, казалось бы, потребовать, чтобы она приводила к теоретическому выводу уравнений для различных процессов и к возможности точно вычислить все статистические величины и кинетические коэффициенты. Подобная программа, однако, была бы совершенно нереальной, поскольку ни в одной области тео-

ретической физики, как правило, не удается достигнуть строгого вычисления макроскопических величин таких, как теплоемкость, проводимость и т. д. Это, разумеется, вполне понятно, так как любое макроскопическое тело состоит из такого множества атомов, что точно учесть их взаимодействие, индивидуальные особенности и т. п. совершенно невозможно. Лишь в отдельных благоприятных случаях, идеализируя задачу, удается установить надежные теоретические соотношения, примером которых может служить дебаевское выражение для теплоемкости диэлектриков при очень низких температурах (см. первый член формулы (4, 14)).

Реальная проблематика электронной теории металлов состоит поэтому в выводе уравнений для различных процессов, в первую очередь, для прохождения электрического тока, в оценке порядка величины статистических величин и кинетических коэффициентов и в установлении их температурной зависимости. При этом теория должна решать поставленную задачу в отношении металлов, находящихся как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, и, в частности, объяснить причины возникновения или отсутствия сверхпроводимости.

С целью выяснения весьма важного для нас вопроса о том, в какой мере приведенная программа может считаться в настоящее время выполненной, остановимся кратко на развитии и состояниях электронной теории металлов.

Уже с тех пор, как были открыты электроны, не вызывал сомнения тот факт, что именно они являются носителями тока в металлах. Первая количественная теория, развитая Друде, Лоренцом и др., задолго до открытия квантовой механики, исходила из представлений об электронном газе в металлах. Это значит, что взаимодействие электронов проводимости друг с другом не учитывается и предполагается, что они свободно движутся в металле, сталкиваясь время от времени с атомами кристаллической решетки. При отсутствии внешнего поля направления скоростей электронов распределены в пространстве совершенно равномерно и какой-либо ток отсутствует. Между столкновениями электрон

движется свободно и, в случае присутствия внешнего электрического поля \vec{E} , беспрепятственно ускоряется этим полем. Скорость, сообщаемая электрону полем за время свободного пробега τ , т. е. за время между соударениями, равна

$$\Delta \vec{v} = \frac{e\tau}{m} \vec{E}. \quad (6, 1)$$

После соударения электрон теряет эту дополнительную скорость. Поэтому плотность тока \vec{j} равна

$$\vec{j} = ne \Delta \vec{v} = \frac{\tau n e^2}{m} \vec{E}, \quad (6, 2)$$

и мы видим, что сразу же получается закон Ома, причем проводимость равна

$$\sigma = \frac{e^2 \tau n}{m} = \frac{e^2 \bar{l} \bar{n}}{m \bar{v}}, \quad (6, 3)$$

где \bar{l} — средняя длина свободного пробега и \bar{v} — средняя скорость электронов.

Как известно из классической статистической механики, в состоянии термодинамического равновесия средняя кинетическая энергия свободной частицы любой массы равна*:

$$E = \frac{3}{2} kT, \quad (6, 4)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура.

В принятой модели электронов в металле мы должны поэтому, если оставаться на базе классической (т. е. неквантовой) теории, приписать энергию $E = \frac{3}{2} kT$ электронам проводимости. Поскольку, с другой стороны, $E = \frac{m\bar{v}^2}{2}$, отсюда следует, что

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (6, 5)$$

При температуре $T = 300^\circ$, $\bar{v} \approx 1,2 \cdot 10^7$ см/сек.

* Энергию мы обозначаем той же буквой, как и напряженность поля, что, однако, не должно повести к недоразумениям, так как обе эти величины вместе не встречаются.

Подставляя (6, 5) в (6, 3), получаем окончательное выражение для проводимости в классической теории:

$$\sigma = \frac{e^2 \bar{l} n}{V 3kTm}. \quad (6, 6)$$

Следует иметь в виду, что приведенный вывод формулы для проводимости очень груб; строгое рассмотрение, базирующееся на использовании кинетического уравнения и учитывающее поэтому распределение электронов по скоростям, механизму удара и т. п., приводит, однако, к тому же соотношению, но с другим численным коэффициентом*. Знание же коэффициентов в данном случае несущественно, так как точное значение величин n и \bar{l} остается пока неизвестным. Порядок величины длины свободного пробега \bar{l} в классической теории можно найти сразу: он равен, очевидно, расстоянию между атомами, т. е. $\bar{l} \sim 10^{-8}$ см. При комнатной температуре проводимость хороших проводников $\sigma \sim 10^{17}$ (в абсолютной системе единиц). Подставляя известные значения e , m , k , T и $\bar{l} \sim 10^{-8}$ в (6, 6), мы можем оценить концентрацию электронов n . Она оказывается приблизительно равной или большей числа атомов в 1 см³ металла. Другими словами, число электронов проводимости такое, что на каждый атом приходится в среднем около одного электрона. Температурная зависимость проводимости, если считать \bar{l} и n не зависящими от температуры, ясна из (6, 6) и состоит в утверждении, что $\sigma \sim \frac{1}{V \bar{l}}$. Из опыта же известно, что при высоких температурах ** $\sigma \sim \frac{1}{T}$, а при низ-

* На коэффициенты порядка единицы мы, впрочем, не обращали внимания и в приведенном выводе формулы (6, 6); например в (6, 1), более последовательно положить, что $\Delta \vec{v} = \frac{e\tau}{2m} \vec{E}$ и т. д.

** В теории твердых тел фигурирует понятие о так называемой характеристической, или дебаевской, температуре θ , по порядку величины равной $h\nu/k$, где h — постоянная Планка и ν — наивысшая частота в спектре собственных колебаний кристаллической решетки. Температура называется высокой, если $T \gg \theta$ и низкой, если $T \ll \theta$.

Для металлов $\theta \sim 200-400^\circ$ К. Практически высокой можно часто считать температуру $T \geq \theta$.

ких $\sigma \sim \frac{1}{T^5}$. Поэтому для согласования теории с опытом необходимо предположить, что концентрация электронов n зависит от температуры (допустить зависимость от температуры длины свободного пробега в принятой классической модели невозможно). Теоретически выяснить характер температурной зависимости n нельзя, и этот вопрос остается открытым.

Важнейшим достижением классической теории является вывод закона Видемана — Франца, согласно которому при высоких температурах отношение коэффициента теплопроводности χ к проводимости, умноженной на температуру, одинаково для всех металлов

$$\frac{\chi}{\sigma T} \simeq 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 = 2,5 \cdot 10^{-13}. \quad (6,7)$$

Несмотря на то, что теория приводит к неправильной температурной зависимости χ и σ , из нее вытекает соотношение (6,7) с заменой коэффициента 3 на коэффициент 2, что должно, однако, считаться неплохим согласием с опытом. Впрочем, при низких температурах закон Видемана — Франца, вообще говоря, места не имеет, в то время как в классической теории он получается для всех температур.

Основное затруднение классической теории, ясно показавшее ее непригодность, состоит, однако, в противоречии предположения о большом числе электронов проводимости с опытными данными о теплоемкости металлов. Из опыта известно, что теплоемкость металлов при высоких температурах примерно такая же, как теплоемкость диэлектриков, что, помимо других соображений, указывает на крайнюю незначительность вклада, вносимого в теплоемкость электронами проводимости. Между тем, в классической теории имеет место выражение (6,4), из которого следует, что связанная с электронами энергия единицы объема металла равна

$$E = \frac{3}{2} k T n \quad (6,8)$$

и, следовательно, теплоемкость равна

$$c^{(e)} = \frac{3}{2}kn. \quad (6, 9)$$

Отсюда ясно, что если концентрация электронов такова, что на каждый атом приходится в среднем около одного электрона, то электронная часть теплоемкости металла по порядку величины равна теплоемкости решетки*. Как уже указано, это резко противоречит опыту. Предположение же о незначительности n недопустимо, так как если исходить из значений проводимости, достигающей при низких температурах значения $\sigma \sim 10^{20}$, то нужно считать, что на атом приходится даже не один, а много электронов проводимости. Рассмотренная классическая электронная теория совершенно не в состоянии также объяснить явление сверхпроводимости.

Неприменимость классической электронной теории металлов, таким образом, несомненна. Это не должно, впрочем, вызывать в настоящее время удивления, так как известно, что классические представления об электронах и законах их движения оказались неверными и уступили место квантовой теории электронов.

Использование квантовых представлений в электронной теории металлов началось в 1927 г., почти сразу же после создания квантовой механики, и, в результате работ Паули, Зоммерфельда, Блоха, Пайерлса и др. здесь были достигнуты существенные успехи. Отсылая за подробностями к ряду имеющихся обзоров (31, 457—461), нам необходимо кратко коснуться основных положений и результатов существующей квантовой теории металлов. Исходным ее пунктом является, так же как в классической теории, предположение о возможности рассматривать совокупность электронов проводимости как газ. В примитивной форме теории (теории

* В классической теории решетки, согласующейся с опытом при высоких температурах, теплоемкость моля твердого тела равна $C = 3kN = 3R \approx 6$ кал/град·моль, где $N = 6,06 \cdot 10^{23}$ — число атомов в моле (число Авогадро) и R — газовая постоянная. Если в моле содержится N электронов, то $c^{(e)} = \frac{3}{2}R \approx 3$ кал/град·моль.

свободных электронов), непосредственно примыкающей к классической схеме, с которой мы познакомились выше, электроны считаются совершенно свободными, т. е. не взаимодействующими ни друг с другом, ни с решеткой металла; точнее, взаимодействие с решеткой учитывается, без детального его рассмотрения, путем введения длины свободного пробега. В более полном варианте квантовой теории металлов, именуемой обычно теорией связанных электронов, взаимодействие электронов между собой и с решеткой учитывается таким образом, что их движение предполагается происходящим в некотором периодическом потенциальном поле. Это поле создается атомами (точнее не атомами, а ионами, получающимися из атомов в результате обрыва электронов проводимости), расположеннымми в узлах кристаллической решетки, и суммарным действием всех электронов проводимости на рассматриваемый электрон — в этом состоит так называемый метод самосогласованного поля. Ограниченностъ принятой модели как раз и состоит в том, что на деле свести взаимодействие электронов к действию самосогласованного поля нельзя (об этом речь еще будет ниже).

Потенциальная энергия для электронов проводимости, по предположению одинаковая для любого из них, представлена на рис. 53, на котором также учтен скачок потенциала на границе металла с вакуумом. Наличие этого скачка или, точнее, резкого изменения потенциала, доказывается тем фактом, что электроны обычно не вылетают из металла

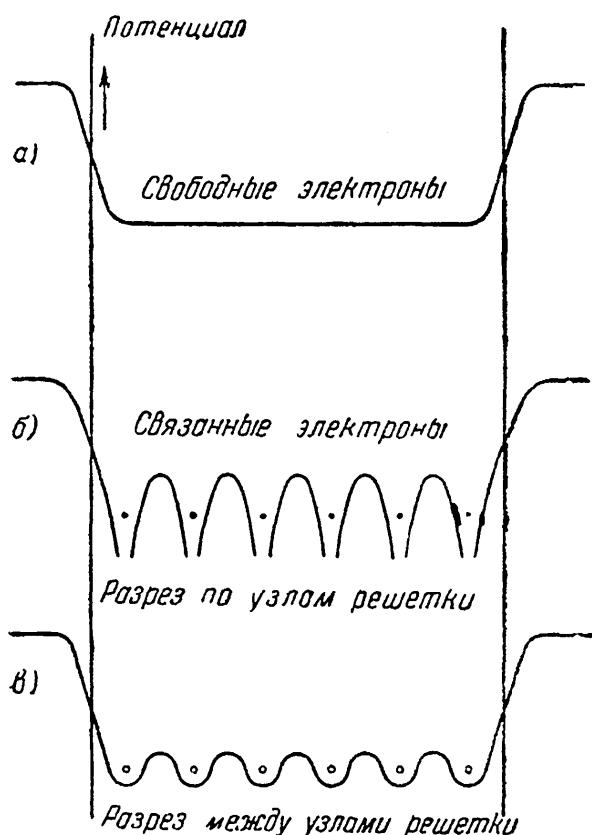


Рис. 53. Потенциальная энергия электронов в металле.

путем введения длины свободного пробега. В более полном варианте квантовой теории металлов, именуемой обычно теорией связанных электронов, взаимодействие электронов между собой и с решеткой учитывается таким образом, что их движение предполагается происходящим в некотором периодическом потенциальном поле. Это поле создается атомами (точнее не атомами, а ионами, получающимися из атомов в результате обрыва электронов проводимости), расположеннымми в узлах кристаллической решетки, и суммарным действием всех электронов проводимости на рассматриваемый электрон — в этом состоит так называемый метод самосогласованного поля. Ограниченностъ принятой модели как раз и состоит в том, что на деле свести взаимодействие электронов к действию самосогласованного поля нельзя (об этом речь еще будет ниже).

Потенциальная энергия для электронов проводимости, по предположению одинаковая для любого из них, представлена на рис. 53, на котором также учтен скачок потенциала на границе металла с вакуумом. Наличие этого скачка или, точнее, резкого изменения потенциала, доказывается тем фактом, что электроны обычно не вылетают из металла

и для их извлечения в вакуум нужно затратить некоторую работу (работу выхода).

Коренное отличие как теории свободных электронов, так и теории связанных электронов от классической схемы состоит в том, что движение электронов в металле описывается не по законам классической механики, а с помощью механики квантовой. Мы не можем, разумеется, останавливаться здесь на изложении основ квантовой механики и вынуждены предполагать, что они известны, впрочем, в самом скромном объеме.

В отличие от классической теории, энергия электрона в металле не может быть любой, а принимает дискретные квантованные значения. Для точного нахождения этих значений, или, как говорят, для нахождения энергетического спектра, необходимо знание потенциальной энергии электрона во всем пространстве. В теории свободных электронов потенциальная энергия имеет вид, ясный из рис. 53, *a*; мы предполагаем также для простоты, что металл имеет форму куба с ребром L , и число электронов в рассматриваемом объеме примем равным N ; электронная концентрация $n = \frac{N}{V} = \frac{N}{L^3}$. В этом случае возможные энергии электрона определяются из соотношения

$$E = \frac{\hbar^2}{8m} \frac{l_1^2 + l_2^2 + l_3^2}{L^2},$$

где \hbar — постоянная Планка ($\hbar = 6,55 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек), m — масса электрона и l_1, l_2, l_3 — целые числа.

Число энергетических уровней $Z(E)dE$ в интервале энергий $(E, E+dE)$ равно, очевидно, числу возможных значений чисел l_1, l_2, l_3 , удовлетворяющих требованию, чтобы энергия E лежала в указанном интервале. Можно без труда показать, что

$$Z(E)dE = 2\pi V \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} dE. \quad (6, 10)$$

Функция $Z(E)$ представлена на рис. 54 (жирная кривая *OAC*), где в качестве объема V выбран объем моля меди.

Согласно одному из основных принципов квантовой теории, так называемому принципу или запрету Паули, на лю-

бом из возможных уровней может находиться не более двух электронов, отличающихся к тому же проекцией своего спина. Именно этот запрет Паули, а не самый факт квантования уровней, приводит к коренному отличию между классической и квантовой теориями электронного газа.

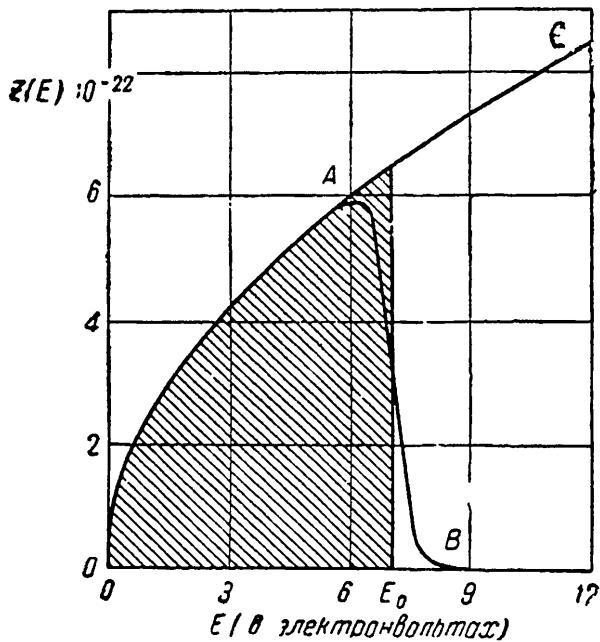


Рис. 54. Число энергетических уровней как функция энергии электрона.

В классической теории нет никакого запрета, поэтому при абсолютном нуле все электроны должны находиться в состоянии покоя, поскольку именно в этом состоянии их энергия минимальна. Подобное поведение электронов отражено в формуле (6, 4), согласно которой при $T=0$, $E=0$.

В квантовой теории, при учете принципа Паули, ситуация совершенно иная. При абсолютном нуле, когда энергия минимальна, электроны займут наименее возможное положение, которое осуществляется, если заняты все низшие квантовые состояния. При этом лишь небольшое число электронов будет обладать малой энергией, так как число уровней с небольшой энергией мало (см. (6, 10)). Все остальные электроны вынуждены будут помещаться на все более и более высоких уровнях. Так называемая нулевая энергия E_0 , которая равна максимальной энергии электронов, при наиболее плотном заполнении ими всех возможных уровней определится соотношением $N = 2 \int_0^{E_0} Z(E) dE$, где двойка связана с возможностью нахождения на каждом уровне двух электронов.

Используя формулу (6, 10), отсюда находим:

$$E_0 = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{8m} \left(\frac{N}{V}\right)^{\frac{2}{3}}. \quad (6, 11)$$

Энергия E_0 обозначена вертикальной прямой на рис. 54; заштрихованная площадь соответствует области энергий, занятых электронами при абсолютном нуле; число электронов с энергией в интервале $(E, E+dE)$ равно $dN=2Z(E)dE$. Средняя энергия при абсолютном нуле

$$\bar{E} = \frac{2}{N} \int_0^{E_0} EZ(E)dE = \frac{3}{5}E_0. \quad (6, 12)$$

Принимая для числа электронов в моле N значение $6,06 \cdot 10^{23}$, т. е. предполагая, что на атом приходится один электрон проводимости, для нулевой энергии получаем значения порядка нескольких электронвольт (eV)*. Для меди, например, $E_0=7,1$ eV и $\bar{E}=4,26$ eV (это значение принято на рис. 54).

Приведенная энергия \bar{E} соответствует, при использовании классического соотношения $\bar{E}=\frac{3}{2}kT$, температуре $T=33\ 000^{\circ}\text{K}$.

При некоторой, отличной от нуля, температуре T часть электронов перейдет на уровни более высокие, чем E_0 , и в результате, оказываются вакантными также некоторые уровни с энергией ниже E_0 .

Число электронов dN , обладающих при температуре T энергией в интервале $(E, E+dE)$, как показывает теория, равно

$$dN = \frac{2Z(E)dE}{e^{\frac{(E-E_0)}{kT}} + 1} = 2f(E)Z(E)dE, \quad (6, 13)$$

где энергия E_0 определяется формулой (6, 11) (при $E_0 \gg kT$). Кривая fZ для $T=3000^{\circ}$ приведена на рис. 54 (кривая OAB). Мы видим, что даже при такой высокой температуре, при которой медь уже фактически расплавилась бы, отклонение $fZ=\frac{dN}{2dE}$ от распределения при $T=0^{\circ}\text{K}$, когда $dN_0=2ZdE$, весьма мало и касается лишь области энергий, близких к E_0 . Область энергий, где разность $\frac{dN-dN_0}{N}$ значительна по по-

* Энергия в один электронвольт, т. е. энергия, получаемая электроном при прохождении разности потенциалов в один вольт, равна $1,59 \cdot 10^{-12}$ эрг. 9*

рядку величины, равна kT . Функция

$$f = \frac{1}{e^{\frac{(E-E_0)}{kT}} + 1} \quad (6,14)$$

носит название функции распределения Ферми — Дирака* и, как ясно из (6,13), определяет распределение электронов по энергиям. При $T=0$, очевидно $f=1$ при $E \leq E_0$ и $f=0$

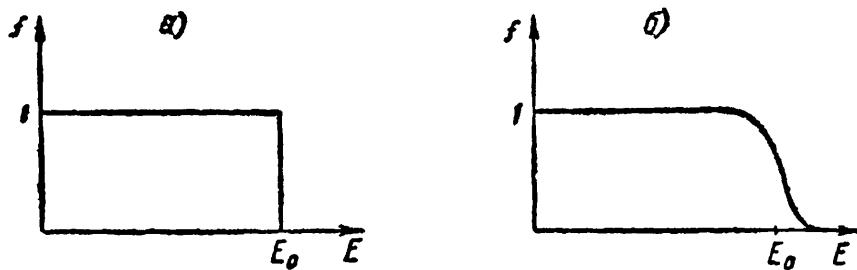


Рис. 55. Функция распределения Ферми.

при $E > E_0$ (рис. 55, а); при $T > 0$ функция f представлена схематически на рис. 55, б. Лишь при температурах

~~$$T \gg T_0 = \frac{E_0}{k}$$~~

где T_0 — так называемая температура вырождения, функция f переходит в функцию распределения Максвелла — Больцмана, $f = \text{const } e^{-\frac{E}{kT}}$, определяющую распределение электронов по энергиям в классической теории.

Поскольку $T_0 \sim 40\,000^\circ$, ясно, что всегда $T \ll T_0$ и в металлах классическое распределение совершенно не применимо. Электронный газ при $T \ll T_0$ называют вырожденным.

Применение квантовой теории к электронам в металле сразу же ликвидирует основное затруднение классической теории, связанное с большой теплоемкостью электронного газа. Поскольку влияние температуры на функцию распределения (6,14) весьма мало, сразу ясно, что теплоемкость $C^{(e)} = N \frac{dE}{dT}$ также будет невелика.

* Статистика, определяющая распределение частиц по энергиям, с учетом принципа Паули, носит название статистики Ферми — Дирака. Классическая статистика, не учитывающая принципа Паули, именуется часто также статистикой Максвелла — Больцмана.

Расчет приводит к следующему выражению для теплоемкости электронного газа в моле металла

$$C^{(e)} = N \frac{d\bar{E}}{dT} = \frac{2\pi^2}{3} Z(E_0) k^2 T = \gamma T. \quad (6, 15)$$

Значение $C^{(e)}$ в полном согласии с опытом весьма мало, и эта часть теплоемкости заметна лишь при очень низких температурах, когда пропорциональная T^3 теплоемкость решетки становится очень малой. Пропорциональность электронной части теплоемкости $C^{(e)}$ температуре также подтверждается опытом (см. § 18).

Квантовая теория свободных электронов приводит далее к закону Ома с проводимостью

$$\sigma = \frac{e^2 \bar{l} n}{m v_0}, \quad (6, 16)$$

где $v_0 = \sqrt{\frac{2E_0}{m}} \sim 10^8$ см/сек и $n = \frac{N}{V}$ — концентрация электронов. Формула (6, 16) совпадает с классической формулой (6, 3) при условии замены в последней средней скорости \bar{v} на скорость v_0 , не зависящую от температуры. Поэтому в квантовом случае вся зависимость σ от температуры переносится на длину свободного пробега \bar{l} ; концентрация n считается от температуры независимой. Как мы указывали, в классической теории допустить значительную зависимость \bar{l} от температуры невозможно. В квантовой области это уже не так.

Для того чтобы вычислить $\sigma(T)$, нельзя, однако, оставаться в рамках теории свободных электронов, поскольку длина свободного пробега определяется взаимодействием электронов с решеткой.

Независимо от значения \bar{l} , теория свободных электронов приводит к закону Видемана — Франца с коэффициентом $\frac{\pi^2}{3}$, вместо коэффициента 2 в классическом случае. Новое теоретическое значение коэффициента значительно ближе к опытному значению, которое равно примерно трем.

В теории связанных электронов необходимо решить задачу о движении электрона в периодическом потенциальном поле (см. рис. 53, б и в). Мы не будем останавливаться на этом вопросе, ограничившись сообщением некоторых результатов. При учете потенциального поля решетки допустимые значения энергий электрона в металле и распределение этих энергетических уровней уже не такие, как в случае свободных электронов. Для одновалентных металлов в интересной, с точки зрения реальных эффектов, области энергий, функция $Z(E)$ имеет, впрочем, как обычно считают, такой же вид⁽³¹⁾, как для свободных электронов, но с заменой массы электрона эффективной массой m_{ef} , обычно большей, чем m . Формула (6, 13) для распределения электронов справедлива и, в общем случае связанных электронов, разумеется, с соответствующим изменением $Z(E)$ и нулевой энергией E_0 , определяемой условием $N = \int dN$, где N — принятное полное число электронов. Ясно, что если функция $Z(E)$ для связанных электронов имеет качественно такой же ход, как в случае свободных электронов, все сказанное выше остается в силе. Например, формула (6, 15) в точности сохраняется — различие сказывается лишь в множителе $Z(E_0)^*$.

Основное значение модели связанных электронов состоит в том, что в ее рамках можно вполне четко поставить, и в ряде случаев, разрешить задачу нахождения температурной зависимости кинетических коэффициентов (проводимости, коэффициента теплопроводности и т. д.). Если атомы в кристаллической решетке неподвижны и расположены идеально правильно, т. е. находятся строго в узлах решетки, то, как оказывается, электрон при движении по металлу не испытывает

* Приведенное заключение о виде функции $Z(E)$ для связанных электронов, ни в коей мере не может считаться строго доказанным даже в рамках принятой модели, в которой предполагается, что электроны независимо друг от друга движутся в периодическом силовом поле. Важно, однако, что для вывода о температурной зависимости электронной части теплоемкости (формула (6, 15)) и других заключений, конкретный вид функции $Z(E)$ не существенен — он проявляется лишь в численном значении коэффициентов, в которые входит величина $Z(E_0)$.

вает никакого сопротивления. Это значит, что при включении электрического поля электрон будет непрерывно ускоряться и ток нарастать. Сопротивление появляется лишь в результате теплового движения атомов и присутствия различных нерегулярностей и неправильности в решетке (примеси, напряжения, дефекты). Что касается сопротивления, связанного с неоднородностями решетки, то оно от температуры не зависит и в ряде случаев (высокие температуры, достаточно низкие температуры) просто складывается с сопротивлением, обусловленным тепловыми колебаниями атомов *, т. е. полное удельное сопротивление $\rho = \frac{1}{\sigma}$ равно

$$\rho = \rho(T) + \rho_0, \quad (6, 17)$$

где $\rho(T)$ — удельное сопротивление, связанное с тепловым движением и называемое обычно идеальным, и ρ_0 — удельное сопротивление, обусловленное неоднородностями. Очевидно, что сопротивление ρ_0 представляет собой то остаточное сопротивление, о котором мы подробно говорили в § 2. При достаточно высоких температурах ($T > 15 - 20^\circ\text{K}$) у практически чистых образцов металла $\rho \gg \rho_0$.

Общее выражение для проводимости, получаемое в модели связанных электронов, также имеет вид (6, 16) с заменой m на m_{ef} . При высоких и низких температурах теория позволяет определить длину свободного пробега $\bar{l}(T)$ (остаточное сопротивление ниже для простоты откладываем).

При высоких температурах $\bar{l}(T) \sim \frac{1}{T}$, т. е. проводимость должна падать с температурой как $\frac{1}{T}$, что находится в согласии с опытом. При низких температурах $\bar{l}(T) \sim \frac{1}{T^5}$, что соответствует зависимости $\sigma \sim \frac{1}{T^5}$ и также во многих случаях приближенно отвечает опытным данным. Для одновалентных металлов удается достигнуть даже большего, а именно,

* Утверждение об аддитивности обоих сопротивлений составляет содержание так называемого правила Матиссена (см. § 2).

вычислить отношение электропроводности σ_2 при высокой температуре T_2 ($T_2 \gg \Theta$) и электропроводности σ_1 при низкой температуре T_1 ($T_1 \ll \Theta$); теория приводит здесь к такому выражению (31)

$$\sigma_2/\sigma_1 = 497.6 \left(\frac{T_1}{\Theta} \right)^4 \frac{T_1}{T_2}, \quad (6, 18)$$

где дебаевская температура Θ должна быть определена из опыта; при этом можно определить Θ не только с помощью формулы (6, 18), но и из измерений теплоемкости.

В качестве применения формулы (6, 18) приведем (см. табл. 16) сопоставление вычисленных и наблюдаемых значений σ_2/σ_1 для золота, причем для Θ принято значение $\Theta = 175^\circ$ К и остаточное сопротивление, не учитываемое формулой (6, 18), из рассмотрения исключено.

Таблица 16
Электропроводность золота ($\Theta = 175^\circ$)

T°	$\frac{\sigma_{273}}{\sigma}$, вычисленное из опытных данных	$\frac{\sigma_{273}}{\sigma}$, теоретическое
273	1	1
84.43	0.2645	0.2551
78.86	0.2276	0.2187
57.8	0.1356	0.1314
20.4	0.00104	0.0058
18.9	0.00346	0.0035
14.3	0.00117	0.00137
12.1	0.00151	0.00048
11.1	0.00033	0.00030
4.2	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$

Согласие с опытом в приводимом примере неплохое. Более детальный анализ экспериментальных данных показывает, однако, что теоретическая формула для температурной зависимости идеальной проводимости *:

$$\sigma(T) = \frac{1}{\rho(T)} = aT^{-b} \quad (6, 19)$$

* Формула (6, 18) является некоторой конкретизацией более общей формулы (6, 19).

в точности не подтверждается. Так, в температурном интервале между 4 и 20° К идеальная проводимость ряда металлов описывается эмпирической формулой (1)

$$\sigma = aT^{-b}, \quad (6, 20)$$

где показатель для калия равен 3, для вольфрама 3.6, для серебра 4.1 и для золота 4.2. Для свинца и олова не получается даже простой зависимости типа (6, 20).

Мы не можем здесь останавливаться подробнее на сравнении теории с опытом в отношении теплопроводности, термоэлектрических, гальвано- и терромагнитных явлений и т. д. В общем нужно сказать, что при высоких температурах существующая электронная теория металлов позволяет объяснить всю совокупность экспериментальных фактов, в том числе такие тонкие явления, как аномальный эффект Холла и другие.

При низких температурах положение значительно хуже. Теория сталкивается здесь с рядом принципиальных и вычислительных затруднений, связанных, в частности, с необходимостью учитывать так называемые „процессы переброса“ (31, 461). В отношении проводимости все же можно надежно притти к формуле (6, 19), сравнение которой с опытом проводилось выше. Несоответствие теории с опытом, связанное с тем, что в эмпирической формуле (6, 20) показатель равен не 5, а меньшей величине, быть может не слишком существенно.

Если оставить пока в стороне вопрос о сверхпроводимости, то резкое качественное противоречие между теорией и экспериментом обнаруживается лишь в опытах по определению проводимости при очень низких температурах (1, 120). Согласно теории, при приближении к абсолютному нулю, сопротивление должно стремиться к нулю (см. (6, 19)). На опыте же оно, начиная с некоторой температуры, круто растет (см. рис. 56).

Соответствующие эксперименты, проводимые при очень низких температурах, весьма сложны и поэтому быть может нуждаются в дальнейшем подтверждении. Если, однако, рост сопротивления при $T \rightarrow 0$ действительно имеет место, то это обстоятельство имело бы фундаментальное значение. Ввиду

уже отмечавшихся трудностей, в отношении других свойств металлов, кроме электропроводности, при низких температурах теория развита довольно слабо и в ряде случаев оказывается бессильной (термоэлектрические явления, изменение сопротивления в очень сильных магнитных полях). Тем не менее, если оставить в стороне вопрос о проводимости при очень низких температурах, существующая электронная теория металлов могла бы считаться в общем согласующейся с опытом *, если бы не существование явления сверхпроводимости. Дело в том, что электронная теория в той форме, о которой мы говорили, объяснить явление сверхпроводимости связанного с выделением

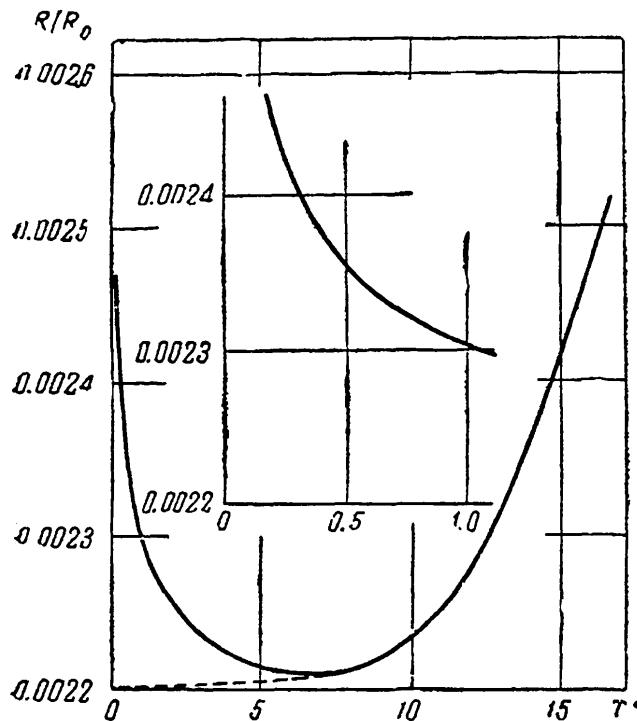


Рис. 56. Возрастание сопротивления золота при очень низких температурах.

не может; существование не тепла, сверхпроводящего тока и вместе с тем возмож-

* В связи с обсуждением вопроса о согласии электронной теории с опытом укажем на возможность исследования этой проблемы путем выяснения области применимости закона Ома. В настоящее время известно (462), что для токов с плотностью вплоть до $3 \cdot 10^6$ ампер/см² закон Ома применим (при высоких температурах). Теория при этом приводит к выводу, что применимость закона Ома должна сохраняться вплоть до плотностей тока порядка 10^9 ампер/см² (459, 461). При высоких температурах увеличение плотности тока, однако, крайне трудно (в связи с нагреванием) и пока не осуществлено. При низких же температурах имеется одна, совершенно исключительная, возможность исследования сопротивления при больших плотностях тока, путем погружения проволоки с током в гелий II. Гелий II обладает огромной теплопроводностью, во много раз большей, чем теплопроводность меди (см. следующий параграф). Поэтому, погружая проволку с током в гелий II, можно надеяться исследовать вопрос о применимости закона Ома при очень больших плотностях тока и, в то же время при почти постоянной температуре.

ность появления тока нормального, непропорциональная температуре электронная часть теплоемкости, связь токов в сверхпроводнике с магнитным и электрическим полями, в общем вся совокупность свойств сверхпроводников, никоим образом не укладывается в рамки развитой теории, которая таким образом заведомо неполна. Это обстоятельство не может вызвать особенного удивления, поскольку вся теория базируется на предположении о том, что электроны в металле образуют газ или, другими словами, что их взаимодействием можно пренебречь. Замена взаимодействия электронов „самосогласованным полем“ (см. выше) в общем эквивалентна пренебрежению взаимодействием, так как приводит лишь к изменению потенциального поля, в котором независимо друг от друга движутся отдельные электроны. Между тем, это фундаментальное предположение никак нельзя обосновать теоретически; взаимодействие электронов друг с другом определяется тем же законом Кулона, как и их взаимодействие с ионами, расположенными в узлах решетки; если концентрация электронов такова, что на атом приходится один электрон, то среднее расстояние между электронами такое же, как между электроном и узлом кристаллической решетки. Таким образом, взаимодействие между электронами по порядку величины такое же, как между ними и ионами. Пренебрежение взаимодействием между электронами вносится в теорию, и при этом вполне сознательно (460, 461) в качестве дополнительной, вынужденной гипотезы, необходимой в связи с неумением учесть это взаимодействие.

Модель „связанных электронов“, т. е. электронов, невзаимодействующих друг с другом и движущихся в поле кристаллической решетки, с которой оперирует существующая электронная теория, является именно моделью, которая выбрана потому, что ее можно рассчитать теоретически. Сравнение результатов расчета с опытом должно показать, в какой мере и в каких пределах использование принятой модели допустимо. При этом даже полное согласие теории с опытом (не имеющее, как мы видели, места) не могло бы рассматриваться в качестве доказательства того, что электроны в ме-

талле образуют газ; из этого согласия, напротив, можно было бы лишь заключить, что, несомненно, сильное взаимодействие между электронами не проявляется в наблюдаемых явлениях и поведение электронов проводимости такое же, как если бы их взаимодействие было бы весьма небольшим. Перед теорией металлов при этом осталась бы задача объяснить причины подобного положения вещей.

Помимо сказанного, весьма важно отдать себе отчет в том, каковы истинные успехи использования модели электронного газа и какие результаты связаны с ней лишь весьма поверхностно — при изложении теории металлов этот вопрос обычно остается в тени. Между тем, в целом ряде случаев результаты, получаемые из электронной теории, фактически являются следствием термодинамики и некоторых общих предположений. Например, формула для термоионной эмиссии электронов из металла получается термодинамически со всеми коэффициентами лишь при одном предположении о малости теплоемкости электронов в металле (31,459). Поэтому, когда та же формула получается в теории электронного газа путем детального рассмотрения механизма явления, то этот результат, разумеется, свидетельствует не о том, что электроны действительно образуют газ, а лишь об отсутствии противоречий между следствиями принятой модели и принципами термодинамики (а также тем фактом, что теплоемкость электронов в металле мала). Совершенно такая же ситуация имеет место в отношении соотношений Томпсона, получаемых как из общих теоретических принципов (457), так и в теории электронного газа. Далее, то же относится в значительной мере к закону Ома и к утверждению о пропорциональности переносимого электронами потока тепла градиенту температуры. Обе эти закономерности получаются в любой теории электронного газа — и в классической и в квантовой — и носят чрезвычайно общий характер. Теория диффузии и теплопроводности в жидкостях и газах, а также ряд других процессов, в равной мере базируются на пропорциональности потока какой-либо физической величины (числа частиц, количества тепла и т. д.) градиенту другой величины (концентрации,

температуры и т. д.). Ясно, что учет взаимодействия между электронами, вообще говоря, не может нарушить справедливости закона Ома и аналогичных соотношений, которые, таким образом, также должны рассматриваться, не как подтверждающие теорию электронного газа, а лишь как ей непротиворечащие.

Таким образом становится ясным, что существенным результатом теории может считаться только оценка порядка величины и нахождение температурной зависимости статистических и кинетических коэффициентов. В этом направлении имеются некоторые существенные достижения, частью уже указанные выше (см. (6,15), (6,16), (6,19)). Однако и здесь при низких температурах встречается ряд упоминавшихся осложнений; при высоких же температурах результаты часто носят весьма общий характер. Например, закон Видемана — Франца получается и в классической и в квантовой теориях электронного газа, т. е. в значительной мере не зависит от частных предположений и может поэтому сохраняться и при учете взаимодействия электронов. Пропорциональность сопротивления температуре связана тем, что температуре пропорционален (при высоких температурах) средний квадрат амплитуды колебаний атомов в решетке; поскольку, далее, сопротивление связано с колебаниями атомов, естественно думать, что оно будет пропорционально некоторой положительной степени T . Таким образом, теория указывает, по сути дела, лишь показатель степени в законе $\rho \sim T^{\beta}$.

Вернемся теперь к основному вопросу о неполноте теории электронного газа. Из того факта, что на основе модели электронного газа нельзя объяснить явление сверхпроводимости, нужно сделать вывод о необходимости построения теории, учитывающей взаимодействие электронов между собой. Независимо от каких-либо гипотез, поскольку электроны проводимости являются совокупностью сильно взаимодействующих частиц, не образующих кристаллической решетки,*

* Тот факт, что электроны не образуют решетки, довольно очевиден; на его более полном теоретическом доказательстве мы останавливаться не можем.

целесообразно говорить об электронной жидкости в металлах. Действительно, под жидкостью мы всегда понимаем именно совокупность частиц, не образующих кристаллической решетки и, в то же время, не могущих считаться газом; поэтому, выводя понятие об электронной жидкости, мы не делаем особого предположения. Задача теории металлов сводится к исследованию свойств электронной жидкости и объяснению на этом пути всей совокупности опытных фактов. Подобная программа, однако, почти совсем не реализована, поскольку теории жидкостей не существует. В этой области ограничиваются лишь качественными построениями или модельными предположениями, имеющими ограниченную область применимости. Представление об электронном газе и является такой моделью в отношении электронной жидкости, как и обычных жидкостей, пока в общем не удается. Существует, однако, одно чрезвычайно важное исключение, когда исследование свойств жидкости может быть проведено настолько полно, что теория позволяет ответить на ряд существенных вопросов. Мы имеем в виду поведение вблизи абсолютного нуля единственной незамерзающей жидкости — жидкого гелия. Как выяснилось жидккий гелий обладает замечательными свойствами, во многом аналогичными явлению сверхпроводимости. Теория поведения жидкого гелия при низких температурах (212) оказалась в этой связи весьма существенной и для понимания сверхпроводимости. Поэтому мы отложим ненадолго вопросы, связанные с теорией металлов, для того чтобы сообщить важнейшие экспериментальные и теоретические сведения о свойствах жидкого гелия.

§ 24. Сверхтекучесть гелия II

При атмосферном давлении жидкий водород замерзает при температуре 14.04°К . Ниже этой температуры жидким остается лишь гелий; точнее, гелий сжижается при атмосферном давлении при 4.22° К и остается жидким вплоть до абсолютного нуля. Твердый гелий можно получить лишь при давлениях, превосходящих 22 атмосферы. Еще Камер-

линг Оннес, впервые получивший в 1908 г. жидкый гелий, обнаружил наличие максимума плотности жидкого гелия при температуре около 2° К. Дальнейшие исследования (1) показали, что при 2.19° (при атмосферном давлении) имеет место переход жидкого гелия из одной модификации в другую. Жидкий гелий при $T > 2.19^{\circ}$ получил название гелия I, а при $T < 2.19^{\circ}$ — название гелия II. Точка перехода гелия I в гелий II именуется, по причине ясной из дальнейшего, ламбадоткой (λ -точкой).

Вся диаграмма состояния гелия, с учетом всех его фаз, представлена на рис. 57, где, однако, совсем не выдержан масштаб (ввиду очень большого интервала давлений). В λ -точке ряд величин изменяется скачком, другие величины изменяют лишь свой температурный ход и, наконец, некоторые свойства вообще заметно не меняются. Все эти величины перечислены в табл. 17.

Зависимость плотности и теплоемкости от температуры ясна из рис. 58 и 59. Вид кривой для теплоемкости вблизи точки перехода гелия I в гелий II напоминает греческую букву ламбда (λ), почему эта точка и получила название λ -точки. Скрытая теплота перехода в λ -точке отсутствует, и этот переход так же, как возникновение сверхпроводимости при отсутствии магнитного поля, является фазовым переходом второго рода.

Все перечисленные изменения свойств гелия II по сравнению с гелием I, однако, совершенно ничтожны по сравнению с фундаментальными различиями, обнаруженными в отношении теплопроводности и гидродинамического поведения обеих модификаций жидкого гелия.

Гелий I ведет себя вполне normally, так же как другие жидкости типа жидкого водорода, неона, воздуха и т. д. Теплопроводность всех этих жидкостей весьма мала; вязкость

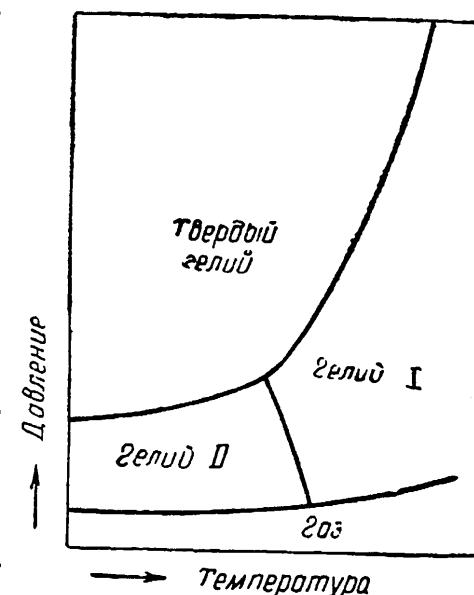


Рис. 57. Диаграмма состояния гелия (масштаб не выдержан).

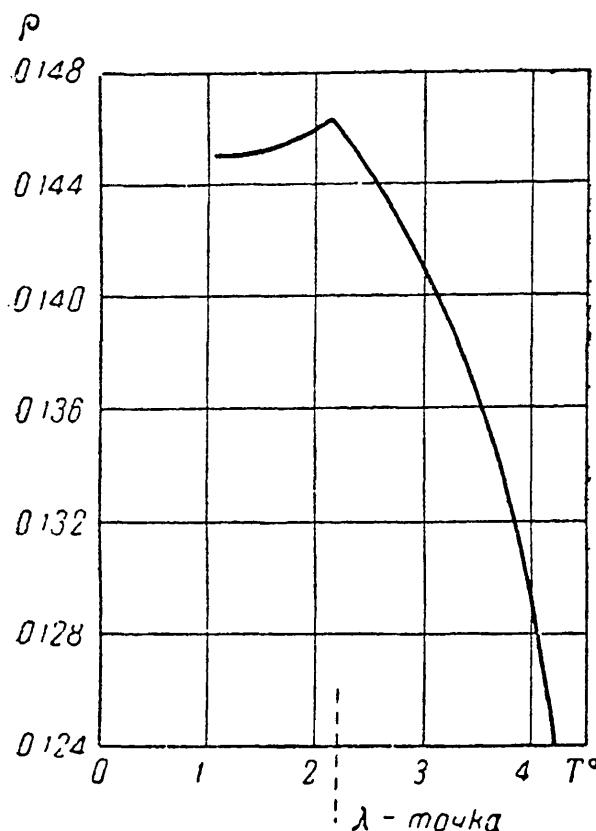


Рис. 58. Зависимость плотности жидкого гелия от температуры.

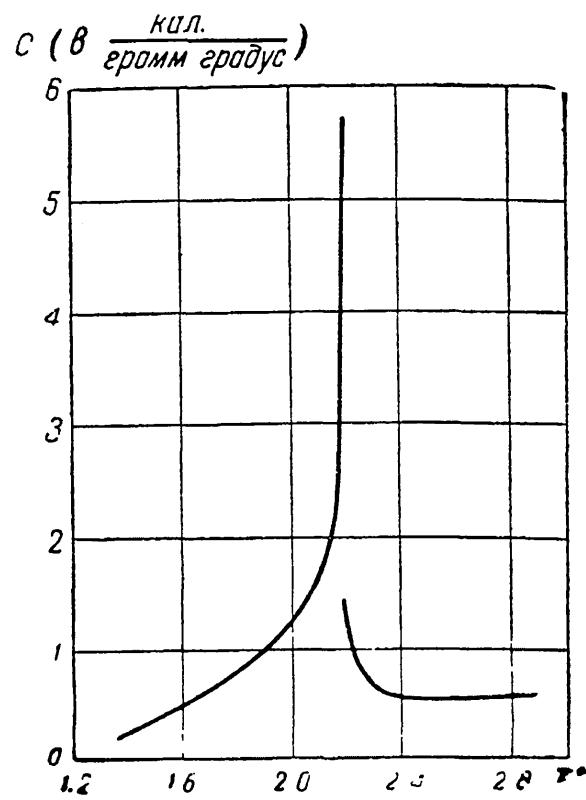


Рис. 59. Зависимость теплоемкости жидкого гелия от температуры.

Таблица 17

Изменение физических свойств в λ -точке

Изменяются скачком	Изменяют температурный ход (имеет место скачок их температурного коэффициента, т. е. скачок производной по температуре)	Не изменяются в пределах точности проводившихся измерений
Теплоемкость	Плотность насыщенного пара	Электрическая поляризуемость
Сжимаемость и скорость звука	Плотность жидкого гелия	
Поверхностное напряжение	Диэлектрическая постоянная	Рассеяние света и рентгеновских лучей
	Внутренняя энергия	
	Показатель преломления	
	Скрытая теплота кипения и плавления	

гелия I порядка $\eta \sim 10^{-5}$ пузаз (пуаз — единица вязкости в CGS-системе; для сравнения укажем, что вязкость воды при комнатной температуре равна 0.01 пуаза). Свойства гелия II совсем другие. Прежде всего было обнаружено (451), что гелий II обладает огромной теплопроводностью, во много раз превышающей теплопроводность таких наиболее теплопроводных металлов, как медь и серебро. Собственно, говорить о коэффициенте теплопроводности в случае гелия II вообще нельзя, так как поток тепла в нем не пропорционален, как обычно, градиенту температуры. Коэффициентом же теплопроводности, как известно, называется как раз коэффициент пропорциональности между потоком тепла и градиентом температуры. Важно, однако, не это обстоятельство, а тот факт, что теплопередача в гелии II происходит чрезвычайно быстро, гораздо быстрее, чем в металлах.

Сверхтеплопроводность не является основным, определяющим свойством гелия II; напротив, более элементарным и первичным оказалась открытая несколько позже Капицей (448), и почти одновременно, но с меньшей определенностью Алленом и Майзенером (445), сверхтекучесть этой жидкости. Подробное исследование этого явления, главным образом Капицей (449, 450, 450а), и его теоретическое объяснение, найденное Ландау (212), привели к возможности, по крайней мере, качественно понять почти всю совокупность необычных свойств гелия II*. Мы остановимся здесь кратко лишь на важнейших экспериментальных и теоретических результатах.

Явление сверхтекучести состоит в том, что гелий II может протекать через тонкие капилляры, щели и вообще любые отверстия совершенно свободно, т. е. совсем без трения. Как известно, скорость протекания жидкости по капиллярам, при заданном перепаде давления на его концах, может служить для определения вязкости. В случае гелия II подобные измерения свидетельствуют, как указано, о полном отсутствии трения и, следовательно, об отсутствии вязкости. Из чув-

* Ряд существенных качественных выводов был независимо от Ландау сделан в работе Тисса (453а), статьи которого стали, однако, известны в СССР лишь в самое последнее время.

вительности используемой аппаратуры можно заключить, что коэффициент вязкости во всяком случае меньше 10^{-11} пуаза, в то время как у гелия I $\eta \sim 10^{-5}$ пуаза. В дальнейшем выяснилось, что картина явления все же значительно сложнее, чем в случае, если бы вязкость просто равнялась нулю.

Гелий II, как оказывается, ведет себя в некотором отношении, как смесь двух жидкостей — сверхтекучей и нормальной или, несколько точнее, в нем могут существовать два

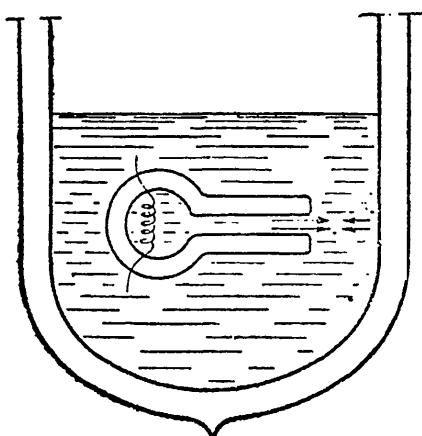


Рис. 60. Течение „двух жидкостей“ в гелии II.

типа движений — сверхтекучее и нормальное. Сверхтекучая часть гелия II движется, действительно, совсем без трения и одновременно совсем не переносит тепла, — она как бы всегда находится при абсолютном нуле. Нормальная часть жидкости, напротив, имеет свойства обычных жидкостей. В нормальной части содержится все тепло, имеющееся в жидкости, эта часть жидкости испытывает трение. Картина двух

жидкостей, конечно, отнюдь не является особенно прозрачной и ясной; она представляет собой лишь наилучший способ описания наглядным образом процессов в гелии II, носящих квантовый характер. Прежде, чем углубиться в анализ этих процессов и всей теории гелия II, целесообразно, однако, указать, хотя бы очень схематически, на те опыты, которые подтверждают картину двух жидкостей, как бы составляющих в сумме гелий II.

Существование в гелии II двух типов течения ярко демонстрируется опытом, в котором в гелии II помещается колбочка с нагревательной спиралью в ее широкой части (рис. 60). Колбочка с одной стороны открыта, и если нагревать спираль, то из горлышка непрерывно вытекает поток гелия, который можно обнаружить по отклонению легкого крыльышка, подвешенного на его пути. Вместе с тем, количество жидкости в колбочке не уменьшается, и таким образом ясно, что гелий

должен не только вытекать из нее, но и втекать. Многочисленные опыты показали, что этот втекающий в колбочку поток не связан с течением гелия вдоль стенок колбы, как это можно было вначале предполагать. Оказалось, что оба потока (поток в колбу и поток из нее) существуют одновременно в одиних и тех же областях гелия. Ситуация именно такова, как если бы имелась смесь двух жидкостей, движущихся в разные стороны в одном и том же месте. Вытекающая из колбочки часть гелия II несет тепло и давит на крыльышко — это и есть нормальная часть гелия II, плотность которой мы обозначим через ρ_n и скорость через \vec{v}_n . Втекающий в колбочку гелий, напротив, совершенно холодный, не несет тепла и, кроме того, не оказывает давления на крыльышко. Втекающая часть гелия является, таким образом, сверхтекучей — плотность и скорость ее мы обозначим через ρ_s и \vec{v}_s . Само собой разумеется, что $\rho_s + \rho_n = \rho$, где ρ — плотность гелия.

В приведенном опыте количество гелия в колбочке не меняется и, следовательно, потоки обеих частей гелия равны по величине и направлены в противоположные стороны, т. е.

$$\rho_n \vec{v}_n = -\rho_s \vec{v}_s. \quad (6, 21)$$

У нагревателя сверхтекучая часть гелия превращается в нормальную; обе части гелия движутся, далее, одна сквозь другую без всякого трения — таковы прямые следствия из описанного опыта.

Возможность существования в гелии II двух течений полностью объясняет осуществляющую в нем огромную теплопередачу, которая происходит не в результате обычных теплопроводности или конвекции, а вследствие наличия указанных встречных потоков; например, если в гелий II помещены две пластины разных температур, то от более горячей пластины к более холодной течет нормальная часть гелия II, а в обратном направлении — сверхтекучая часть. Уже сейчас можно отметить то обстоятельство, что нормальный и сверхтекучий потоки в гелии II вполне аналогичны

10*

нормальному и сверхпроводящему токам в сверхпроводнике (см. в особенности § 16).

При течении гелия II по капиллярам и через щели протекает преимущественно невязкая, сверхтекучая часть жидкости; нормальная же, вязкая часть, в большей мере задерживается. Поэтому протекающая жидкость должна быть холоднее, чем весь гелий. Это действительно так и, между прочим, открывает новый, многообещающий способ достижения низких температур (450). Само явление охлаждения протекающего по капилляру гелия

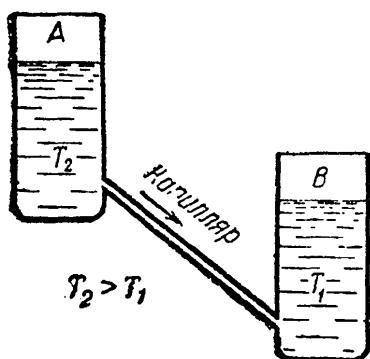


Рис. 61. Протекание сверхтекучей части гелия II по капилляру

хорошо иллюстрируется следующим опытом. Из сосуда *A* гелий по тонкой трубке протекает в сосуд *B* (рис. 61); при этом жидкость в *A* нагревается и в *B* охлаждается. Дело, очевидно, в том, что из *A* уходит преимущественно сверхтекучая часть жидкости, а все тепло, связанное с нормальной частью, остается, и, распределяясь на меньшую массу, приводит к повышению температуры;

в сосуд *B*, напротив, вливается сверхтекучая жидкость, лишенная тепла, в результате чего температура понижается.

Существование в гелии II как бы двух жидкостей, одна из которых является сверхтекучей, приводит также к ряду других эффектных явлений (сюда относится огромная подвижность поверхностных пленок гелия II, возникновение разности давлений в двух сосудах, соединенных капилляром и находящихся при различных температурах, и т. д.), на которых мы останавливаться не будем.

В общем концепция двух существующих жидкостей полностью подтверждается опытом; на ее основе может быть также развита феноменологическая гидродинамика гелия II(212). Задача здесь состоит, очевидно, в том, чтобы указать уравнения движения и граничные условия для нормальной

и сверхтекучей частей гелия II, описываемых соответственно плотностями ρ_n и ρ_s и скоростями \vec{v}_n и \vec{v}_s .

Уравнения движения для сверхтекучей части таковы:

$$\text{rot } \vec{v}_s = 0; \quad (6, 22)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = - \text{grad} \left\{ \Phi + \frac{v_s^2}{2} - \frac{\rho_n (\vec{v}_s - \vec{v}_n)^2}{2(\zeta_s + \rho_n)} \right\}, \quad (6, 23)$$

где Φ — термодинамический потенциал одного грамма гелия II.

Границные условия для \vec{v}_s состоят в том, что на границе с твердым телом нормальная компонента \vec{v}_s равна нулю (это имеет место лишь при отсутствии теплообмена со стенкой; см. ниже); на тангенциальную компоненту \vec{v}_s условий не накладывается*. Приведенные уравнения и граничные условия означают, что сверхтекучая часть гелия II ведет себя, как хорошо известная из гидродинамики идеальная жидкость, движение которой к тому же, в силу (6, 22), может быть лишь потенциальным. Уравнение (6, 23), если не обращать внимания на детальный вид его правой части, носит несколько тривиальный характер, так как по типу оно такое же, как уравнение движения для любой жидкости, и является следствием основного уравнения классической механики Ньютона. Принятое граничное условие также вполне ясно и прямо выражает факт отсутствия трения у сверхтекучей части гелия II. Что же касается уравнения (6, 22), то оно носит несколько более глубокий характер и об его обосновании будет речь ниже. Из приведенных сопоношений для \vec{v}_s следует, между прочим, что поток сверхтекучей части гелия II не должен оказывать давления на помещаемые в него тела **, что подтверждается на опыте.

* Заметим в этой связи, что, фактически, при достаточно больших скоростях течения гелия II явление сверхтекучести исчезает (450), на чем мы останавливаться не будем (см. (88)).

** Этот вывод относится, впрочем, лишь к однородному течению жидкости, т. е. течению, в котором, при отсутствии обтекаемого тела (в нашем случае — крыльышка) скорость везде одинакова. На опыте условия практически очень близки к этому случаю.

Уравнения для нормальной части гелия II в основном такие же, как для обычной вязкой жидкости. Это отражается и в граничных условиях, которые при отсутствии теплообмена со стенкой сводятся к требованию равенства нулю скорости \vec{v}_n у стенки, т. е. к такому же условию, как у всех вязких жидкостей. При наличии теплообмена со стенкой условие несколько более сложное (слагающая \vec{v}_n , направленная вдоль стенки, равна нулю, а нормальная слагающая связана с потоком тепла). Это объясняется тем, что, как мы уже видели, нормальная и сверхтекущая части жидкости в отдельности не сохраняются и у нагретой стенки за счет сообщаемого тепла происходит превращение сверхтекущей части в нормальную; у холодной стенки происходит обратный процесс с отдачей тепла. В этом пункте также имеется полная аналогия с токами в неравномерно нагретом сверхпроводнике (см. § 16).

Нормальная часть жидкости, в силу наличия вязкости и указанного граничного условия, ведет себя в отношении протекания через капилляры так же, как обычные жидкости, т. е. протекает тем медленнее, чем уже отверстие; этим и объясняется процесс отделения этой части жидкости от сверхтекущей, при течении сквозь узкие отверстия и т. п. Кроме того, если в гелий II поместить какое-либо твердое тело, то движение его относительно жидкости будет встречать сопротивление, обусловленное нормальной частью гелия II. Поэтому нормальная часть гелия, вытекающая из горлышка колбы (рис. 60), давит на крыльышко. Если измерять вязкость гелия II по затуханию колебаний находящегося в нем диска, то будет измерена вязкость нормальной части жидкости, которая отлична от нуля и вблизи λ -точки имеет такой же порядок величины, как вязкость гелия I. Из сказанного ясно, чем объясняется то кажущееся противоречие, которое получается при измерении вязкости гелия II различными методами и которое доставило немало хлопот экспериментаторам. Именно, при измерении вязкости по скорости течения в капиллярах определяется вязкость сверхтекущей части жид-

кости, которая оказывается равной нулю; измерения же вязкости по методу колеблющегося диска и некоторыми другими способами приводили к определению вязкости нормальной части жидкого гелия.

Применение феноменологической (макроскопической) гидродинамики гелия II позволило, таким образом, количественно описать его замечательные свойства. Это применение привело также к заключению (212), что в гелии II могут распространяться волны двух типов, в то время как в обычных жидкостях распространяются лишь волны одного типа, представляющие собой хорошо известный звук (или ультразвук). Волны одного типа в гелии II весьма близки к обычному звуку; их скорость равна 250 м/сек. Волны другого типа, хотя и можно назвать вторым звуком, скорее напоминают тепловые волны, так как в них особенно резко изменяется именно температура, а не давление и они могут создаваться при периодическом изменении температуры пластиинки, погруженной в гелий II*.

Скорость второго звука в общем сильно зависит от температуры и, например при $T = 1.1 - 1.8^\circ$, равна примерно 24 м/сек; при приближении к λ -точке скорость второго звука стремится к нулю. Существование второго звука, предсказанное теорией, было доказано на опыте (452а).

До сих пор мы ограничивались сообщением опытных фактов и их феноменологическим описанием. Теперь необходимо коснуться микроскопической теории свойств гелия II. Так же, как в случае теории сверхпроводимости и электронной теории металлов вообще, мы сталкиваемся здесь с задачей

* В этих условиях в обычных жидкостях также создаются тепловые волны, т. е. периодические в пространстве и во времени изменения температуры жидкости; однако, в обычных жидкостях тепловые волны сильно затухают при удалении от возбуждающей их пластиинки; в гелии II тепловые волны не затухают заметным образом и в этом отношении аналогичны звуковым волнам. Впрочем, говорить об этих волнах, как о втором звуке, можно и по гораздо более важным причинам, чем эта аналогия. Дело в том, что, помимо колебаний температуры, в этих волнах имеют также место колебания давления и плотности.

построения теории жидкости, т. е. с проблемой, в общем очень далекой от своего полного решения. Однако как раз при очень низких температурах тепловое движение и все свойства жидкостей, как и твердых тел, должны быть особенно просты и можно надеяться на достижение хотя бы частичных успехов.

Заметим, прежде всего, что при очень низких температурах, при температурах, когда существует гелий II, должны особенно ясно выступать на сцену квантовые явления. Справедливость этого предположения, помимо некоторых общих аргументов, которые мы здесь опустим, подтверждается самим существованием гелия в жидком виде при сколь угодно низких температурах. Действительно, при абсолютном нуле тепловое движение, по определению, должно во всех телах полностью прекратиться и, тем самым запас тепла должен равняться нулю. С классической точки зрения это значит, что при абсолютном нуле вообще должно прекратиться всякое движение, поскольку в состоянии покоя энергия минимальна. Но если это так, то все тела должны при некоторой температуре замерзнуть — ведь мы хорошо знаем, что жидкое состояние обусловливается колебаниями атомов и их взаимными движениями, не дающими возможности образоваться кристаллической решетке. Согласно квантовой теории, напротив, в наинизшем энергетическом состоянии отнюдь не должно прекратиться всякое движение; некоторые так называемые „нулевые“ колебания атомов и молекул сохраняются всегда, сохраняются и при абсолютном нуле. При этом еще дальше понизить энергию вещества невозможно, т. е. в нем нет тепла или, что то же, тепловых движений. Одновременно, вопрос о том, остается ли вблизи абсолютного нуля * тело твердым или жидким, решить заранее нельзя: это зависит от соотношения между препятствующими созданию кристалла нулевыми колебаниями и силами междумолекулярного взаимодействия, стремящимися осуществить

* Рассматривать тело точно при абсолютном нуле не имеет смысла; можно лишь, как угодно близко, приблизиться к этой точке.

кристаллизацию. Как оказалось, все вещества, кроме гелия, замерзают, что имеет вполне ясные основания: нулевые колебания в гелии особенно интенсивны ввиду легкости гелиевых атомов и, одновременно, силы взаимодействия между атомами „благородного газа“ гелия особенно слабы.

Перейдем теперь к рассмотрению свойств жидкого гелия. Выясним, прежде всего, что мы должны и можем здесь требовать от теории и, с другой стороны, каковы те объекты и вопросы, с которыми теории следует иметь дело в первую очередь. Ответ на первый вопрос вполне ясен: теория должна приводить к оценке и установлению температурной зависимости таких величин, как теплоемкость, плотность нормальной и сверхпроводящей частей жидкости, скорость звука и т. п. и, конечно, раньше всего, к обоснованию всей той физической картины и феноменологической теории, о которых мы говорили выше. Под объектами же теоретического исследования имеются в виду те понятия и представления, с которыми она должна оперировать. В истинной микроскопической теории такими объектами являются (в случае гелия) атомы гелия, силы их взаимодействия и общие уравнения и соотношения квантовой теории. На этом пути пока не достигнуты какие-либо существенные успехи. Напротив, прогресс оказался возможным в рамках квази-микроскопической теории, оперирующей с весьма общими представлениями о тепловом движении в жидкости.

При абсолютном нуле тепловое движение отсутствует и вблизи от этой точки оно особенно мало. Поэтому, при достаточно низких температурах тепловое возбуждение (движение) в жидкости можно представить в виде совокупности простейших элементарных тепловых „возбуждений“. Задача теории заключается теперь главным образом в установлении характера и свойств „элементарных возбуждений“. Эти последние, в значительной мере могут рассматриваться, как макроскопические движения в жидкости * и, поэтому, исслед-

* Макроскопическими являются лишь возбуждения крупного масштаба, играющие, однако, основную роль при низких температурах.

доваться на основе уравнений гидродинамики. Из гидродинамики известно, далее, что движения могут быть потенциальными и вихревыми; различие между двумя этими типами движения определяется тем, что в первом случае ротор скорости равен нулю ($\text{rot } \vec{v} = 0$), а во втором отличен от нуля. В соответствии с этим „воздушения“ могут быть двух типов: потенциальные и вихревые. Потенциальные „воздушения“ хорошо известны: они представляют собой звуковые волны различных частот*. В твердом теле, как известно, звуковые волны различных типов в совокупности охватывают все возможные тепловые движения; вся тепловая энергия тела равна сумме энергий этих волн и, при низких температурах, может быть вычислена вполне строго. Именно, подобное рассмотрение теплосодержания твердого тела составляет основную идею дебаевской теории теплоемкости, на которой мы уже останавливались (см. § 18).

Квантовая теория связывает с классическими волнами некоторые корпускулярные свойства — это особенно хорошо известно в отношении света, рассматриваемого в квантовой теории, как совокупность световых квантов или фотонов. То же имеет место и в случае звука, который можно считать состоящим из звуковых квантов или фононов. Собственно, понятие о фононах имеет, главным образом, следующий смысл: звуковая волна с частотой ν не может иметь какую угодно энергию, а ее энергия равна $n\hbar\nu$, где n — целое число и \hbar — постоянная Планка. Точнее, энергия равна $(n + \frac{1}{2})\hbar\nu$, где $n = 0, 1, 2, \dots$. Наименьшая энергия, равная $\frac{1}{2}\hbar\nu$, и представляет собой нулевую энергию, о которой мы говорили выше. Излучение или поглощение звука происходит только порциями, равными $\hbar\nu$; эти порции и носят название фононов.

* При этом основную роль в тепловом движении жидкостей и твердых тел играют волны с большой частотой, гораздо большей, чем частота слышимых звуковых колебаний. Поэтому название „звуковые волны“ носит условный характер и указывает лишь на то, что эти волны аналогичны звуковым.

Энергия одного фона на равна, таким образом, $\hbar\nu$. Помимо энергии, звуковые волны обладают также импульсом, с чем связано явление давления звука. Импульс одного фона p связан с его энергией ϵ соотношением

$$\epsilon = up, \quad (6, 24)$$

где u — скорость звука.

Элементарные „возбуждения“ вихревого движения играют большую роль и в то же время теоретически мало изучены. Ряд соображений показывает, что эти „возбуждения“, которые в квантовой теории также могут рассматриваться, как некоторый сорт частиц, получивших название ротонов, не могут иметь сколь угодно малую энергию; их энергия, напротив, не может быть меньше некоторой энергии Δ . Энергия ротонов зависит от их импульса p , повидимому, следующим образом:

$$\epsilon = \Delta + \frac{p^2}{2\mu}, \quad (6, 25)$$

где μ — некоторая эффективная масса ротона.

Наименьшей энергией, равной Δ , будут обладать покоящиеся ротоны. То обстоятельство, что $\Delta \neq 0$ и играет решающую роль для объяснения сверхтекучести*.

При низких температурах, когда тепловых „возбуждений“ т. е. фона на и ротонов мало, их совокупность можно считать газом. В этом случае использование соотношений (6, 24) и (6, 25) позволяет с помощью обычных методов статистической физики найти свободную энергию, энтропию и теплоемкость гелия II **; одновременно, получается выражение для числа ротонов и фона на, в зависимости от температуры. Сравнение теоретической формулы с опытными данными для

* Следует иметь в виду, что нет оснований утверждать, что существует лишь один сорт ротонов. Могло бы оказаться, что существуют различные ротоны, отличающиеся величинами Δ и μ . Качественные утверждения теории связаны, однако, лишь с предположением, что $\Delta \neq 0$.

** Поскольку все тепло, содержащееся в жидкости, заключается или даже, точнее, представляет собой совокупность фона на и ротонов, ясно, что свободная энергия жидкости равна свободной энергии газа ротонов и фона на.

теплоемкости позволяет определить Δ и μ , которые оказываются равными

$$\frac{\Delta}{k} = 8 - 9^\circ, \mu = 7 - 8 m_{He}, \quad (6.26)$$

где m_{He} — масса атома гелия (k — постоянная Больцмана).

Оказывается, далее, что, например, при температуре 1.2° , часть теплоемкости, связанная с ротонами, больше фононной части теплоемкости примерно в 20 раз. С понижением температуры роль фононов повышается.

Рассмотрим теперь гелий II при абсолютном нуле или такой низкой температуре, что имеющимися в нем „воздушдениями“ можно пренебречь. Явление сверхтекучести состоит в том, что гелий может течь по трубке, не встречая никакого сопротивления; течение при этом таково, что скорость во всем объеме гелия одинакова, т. е. гелий движется сквозь трубку как целое, как если бы он был твердым (решение с $\vec{v} = \text{const}$ удовлетворяет уравнениям движения идеальной жидкости).

На границе между жидкостью и стенкой трубы имеется, очевидно, скачок скорости, поскольку гелий смачивает стенку и на ней его скорость равна нулю. Другими словами, вблизи стенки (на микроскопических расстояниях) имеется гидродинамический разрыв скорости; его природа остается пока неизвестной. Само предположение о наличии разрыва, которое мы делаем, отнюдь не эквивалентно постулированию самого явления сверхтекучести. Для того чтобы это последнее имело место, необходимо, чтобы разрыв был устойчив или, другими словами, чтобы движение не сопровождалось трением и нагреванием жидкости. Нагревание жидкости и существование трения в рамках квази-микроскопической картины явления, которой мы здесь пользуемся, означало бы, что в жидкости при ее движении появляются „воздушдения“ — ротоны и фононы. Оказывается, однако, и в этом состоит достижение теории, что если в (6.25) $\Delta > 0$, то „воздушдения“ в жидкости возникнуть не могут; подобное запрещение является следствием законов сохранения энергии и импульса. Таким образом, гелий II действительно будет сверхтекучим. При более

высоких температурах в жидкости уже имеется заметное число „возбуждений“. Тем не менее явление сверхтекучести сохраняется, но „возбуждения“ не движутся вместе с жидкостью, а остаются в среднем неподвижными (т. е. их средняя скорость равна скорости стенки). При этом с „возбуждениями“ оказывается связанной часть массы жидкости или, если говорить о плотности, то часть плотности.

Из сказанного ранее ясно, что нормальная часть жидкого гелия II как раз и представляет собой совокупность его тепловых возбуждений, его тепловой запас, с которым связана некоторая часть плотности ρ_n . Остающаяся жидкость, которой соответствует плотность $\rho_s = \rho - \rho_n$, является сверхтекучей. При этом движение сверхтекучей части жидкости обязательно является потенциальным, т. е. имеет место уравнение (6, 22). Это обстоятельство обосновывается путем вывода, аналогичного предпринятыму в § 25 в отношении уравнения (6, 27).

Более подробное рассмотрение показывает, что нормальная плотность ρ_n равна сумме масс всех ротонов и масс всех фононов

$$\rho_n = \mu N_r + \frac{4\varepsilon}{3u^2} N_{ph},$$

где N_r — число ротонов в 1 см³, μ — масса ротона, N_{ph} — число фононов в 1 см³ и $\frac{4\varepsilon}{3u^2}$ — эффективная масса фона, равная его энергии, умноженной на $\frac{4}{3}$ и деленной на квадрат скорости звука.

При абсолютном нуле ($T = 0$), $\rho_n = 0$ и $\rho_s = \rho$. С ростом температуры число „возбуждений“ растет и, следовательно, растет также ρ_n . Приведенное выражение для ρ_n использует представление о газе фононов и ротонов, которое справедливо лишь при достаточно низких температурах. При приближении к λ -точке, число „возбуждений“ (ротонов) становится очень большим, сравнимым с числом атомов гелия. Поэтому в этой области температур ротоны уже не образуют газа и, собственно, само понятие об „элементарных возбуждениях“

теряет смысл. Тем не менее, представление о нормальной плотности ρ_n , разумеется, сохраняется, поскольку сохраняется сверхтекучесть и все связанные с ней явления. Экстраполяция температурного хода ρ_n на область температур, больших тех, где эта величина может быть просто вычислена, показывает, что при некоторой температуре плотность ρ_n

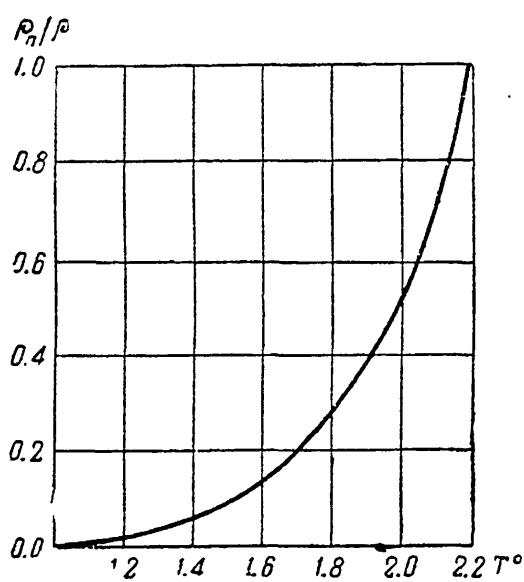


Рис. 62. Температурная зависимость плотности нормальной части гелия II.

достигает значения ρ , т. е. становится равной полной плотности жидкости (рис. 62); дальнейший рост ρ_n , очевидно, невозможен. Одновременно, в той точке, где $\rho_n = \rho$, а также при более высоких температурах, $\rho_s = 0$, т. е. сверхтекучесть исчезает. Отсюда ясно, что точка $\rho_n = \rho$ является λ-точкой. Переход от гелия II к гелию I, как ясно из сказанного, происходит непрерывно, без скачка, что характерно для фазового перехода второго рода. Рассмотрение теплового дви-

жения в гелии II вблизи λ-точки, а также в гелии I не представляется, к сожалению, возможным, ввиду многочисленности „возбуждений“, не могущих уже считаться независимыми друг от друга.

На этом мы закончим краткое ознакомление с явлением сверхтекучести и вернемся к сверхпроводимости.

§ 25. Сверхпроводимость как сверхтекучесть электронной жидкости в металле

Глубокая аналогия, существующая между сверхтекучестью и сверхпроводимостью, совершенно очевидна. Сверхтекучей части гелия II и ее потоку соответствует сверхпроводящая часть электронной жидкости в металле, течение которой и представляет собой сверхпроводящий ток. Явление сверхпроводимости может, таким образом, рассматриваться

как сверхтекучесть электронной жидкости в металле. Потоку нормальной части гелия II соответствует далее нормальный ток в сверхпроводниках; нормальный ток встречает сопротивление и несет тепло. Мы уже указывали также (в § 24) на полную аналогию между процессами в гелии II и в сверхпроводниках при наличии градиента температуры. Наконец, исчезновение сверхпроводимости может быть объяснено переходом сверхпроводящей части электронной жидкости в ее нормальную часть. Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, как мы увидим, непосредственно связана с зарядом, который может переноситься сверхпроводящей частью жидкости (в точке перехода в нормальное состояние этот заряд равен нулю).

Из сказанного ясно, что феноменологические уравнения для сверхтекучести и сверхпроводимости должны быть одного типа, что и имеет место в действительности. Нужно лишь принять во внимание, что электронная жидкость заряжена и поэтому на нее действуют электрическое и магнитное поля. Напомним здесь, для удобства, основные уравнения для сверхпроводящих токов при отсутствии градиента температуры:

$$\text{rot } \Lambda \vec{j}_s = -\frac{1}{c} \vec{H}, \quad (6, 27)$$

$$\frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t} = \vec{E}, \quad (6, 28)$$

$$\vec{j}_n = \sigma \vec{E}. \quad (6, 29)$$

Если не учитывать наличия поля, то уравнения (6, 27) и (6, 28) соответствуют уравнениям (6, 22) и (6, 23) теории сверхтекучести. Действительно, можно положить

$$\vec{j}_s = Q_s \vec{v}_s; \quad \vec{j}_n = Q_n \vec{v}_n, \quad (6, 30)$$

$$\Lambda = \frac{M_s}{Q_s^2}, \quad (6, 31)$$

где Q_s и Q_n — приходящиеся на единицу объема заряды сверхпроводящей и нормальной частей электронной жидкости.

сти и \vec{v}_s и \vec{v}_n — соответственно скорости течения обеих частей жидкости. Выражения (6,30) являются собственно определением плотностей тока \vec{j}_s и \vec{j}_n или, наоборот, если известны токи определением скоростей \vec{v}_s и \vec{v}_n . Уравнение (6,31), где M_s — масса, связанная с единицей объема сверхпроводящей части жидкости, представляет собой просто несколько иначе записанное соотношение (3,11), полученное в § 13.

Используя выражения (6,30) и (6,31) мы можем переписать формулы (6,27) и (6,28) в виде*:

$$\text{rot } \vec{v}_s = - \frac{Q_s}{cM_s} \vec{H}, \quad (6,32)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = \frac{Q_s}{M_s} \vec{E}. \quad (6,33)$$

При отсутствии полей эти уравнения действительно переходят в (6,22) и (6,23), если учесть к тому же, что в (6,28) были опущены члены типа $\text{grad } j_s^2$, и т. п. (см. § 13); поэтому при сравнении аналогичные члены нужно опустить и в (6,22).

Если бы мы учитывали наличие градиента температуры, то уравнение (6,28) заменилось бы на уравнение (3,54) и появился бы присутствующий и в (6,22) градиент термодинамического потенциала. Из уравнений гидродинамики легко видеть, что при наличии внешних полей, не принимавшихся во внимание в случае сверхтекучести, вытекает обобщение уравнений (6,22) и (6,23), находящееся в полном соответствии с формулами (6,32) и (6,33). (32,88).

Таким образом, уравнения для сверхпроводящего тока имеют вполне ясное гидродинамическое содержание. Формула (6,29) для нормального тока также находится в полном соответствии с гидродинамикой, но уже гидродинамикой

* Деление обеих частей уравнений (6,27) и (6,28) на $\frac{M_s}{Q_s}$ приводит к формулам (6,32) и (6,33) лишь, если не учитывать в принципе возможной зависимости $\frac{M_s}{Q_s}$ от координат и времени. Это обстоятельство, конечно, несущественно для целей установления соответствия между этими уравнениями и уравнениями для сверхтекучести.

сильно вязкой жидкости. Именно, пропорциональность скорости потока действующей силе $\left(\vec{v}_n = \frac{\vec{j}_n}{Q_n} = \frac{\sigma}{Q_n} \vec{E} \right)$ получается при пренебрежении инерцией и учете лишь сил вязкости и внешних сил. В случае движения нормальных (т. е. не-сверхпроводящих) электронов в металлах, при не слишком больших частотах, инерцией действительно можно пренебречь, что является опытным фактом.

На опыте с металлами в нормальном состоянии отсутствие влияния инерции проявляется в независимости проводимости σ от частоты при частотах, меньших 10^{12} герц. Со сверхпроводниками подобные опыты не ставились и не учтены инерции, т. е. использование уравнения (6, 29) с $\sigma = \text{const}$ является известной гипотезой, весьма, правда, вероятной.

После того как мы убедились в наличии полного соответствия между феноменологическим описанием сверхтекучести и сверхпроводимости, естественно попытаться распространить на электронную жидкость ту квази-микроскопическую теорию, которая была с известным успехом применена к жидкому гелию. В этом отношении задача сводится к анализу теплового движения в электронной жидкости, а также к выяснению ее макроскопических свойств. Положение здесь, однако, существенно хуже, чем в случае гелия, поскольку мы не можем с такой полнотой опираться на гидродинамические соображения: гидродинамика электронной жидкости сколько-нибудь полно еще не развита. Последнее, конечно, не случайно и находится в связи с тем, что электронная жидкость существует в совершенно специфических условиях — она заряжена и „налита“ не в сосуд, а в кристаллическую решетку, в узлах которой находятся ионы металла. Подобная ситуация не делает, однако, исследование вопроса бесплодным, поскольку для основных качественных вопросов важно знание лишь самых общих свойств электронной жидкости и теплового движения в ней.

При достаточно низкой температуре тепловое движение и в случае электронной жидкости представляет собой совокупность „элементарных возбуждений“. Естественно думать,

что в заряженной жидкости эти возбуждения должны нести некоторый заряд; далее, весьма вероятно, что возбуждения могут быть двух типов — с положительным зарядом и с отрицательным зарядом. Возникновение „отрицательного возбуждения“, — „электрона“, будет сопровождаться появлением „положительного возбуждения“ — „дырки“. Тепловое возбуждение состоит, таким образом, из „пар“. С квантово-механической точки зрения приписывание корпускулярных свойств подобным „возбуждениям“, так же как фотонам, фононам и ротонам, не менее законно, чем в случае электронов.

Заметим, впрочем, что излагаемые ниже качественные соображения совершенно не зависят от предположения, что имеются „возбуждения“ обоих знаков заряда, более того, они в основном сохраняют силу, если возбуждения сами по себе не несут заряда вообще. Ниже мы будем придерживаться схемы, в которой имеются заряженные „пары“ лишь для определенности. Отнюдь не исключена возможность, что характер возбуждений, играющих основную роль в сверхпроводниках, окажется иным.

Для получения уравнений (6, 27) — (6, 28) и качественного понимания основных свойств сверхпроводников достаточно нескольких простых предположений о свойствах возбуждений, вытекающих из теории сверхтекучести гелия II, именно, нужно лишь предположить, что, по крайней мере, в сверхпроводящем состоянии, „возбуждения“ не могут обладать энергией, меньшей некоторой величины Δ . Это значит, что нижний уровень покоящейся, как целое, электронной жидкости, отделен от следующего уровня, соответствующего появлению возбуждения интервалом Δ . Поэтому при достаточно низкой температуре возбуждения в электронной жидкости практически отсутствуют (их число экспоненциально падает с температурой). Поскольку в сверхпроводнике может течь ток и в то же время „возбуждения“ отсутствуют (при $T \rightarrow 0$) мы должны предположить, что электронная жидкость может двигаться в „макроскопическом“ смысле этого слова, т. е. в известной мере, как целое. Возможность такого движения сама по себе

не составляет проблемы (сравни движение обычных жидкостей). Однако в твердом теле, где „электронная жидкость“ должна течь в кристаллической решетке, подобное макроскопическое движение могло бы и не иметь места и его возможность является, собственно, физическим определением металла; в диэлектриках также можно рассматривать внешние электроны, как образующие жидкость, не обладающую, однако, способностью течь по телу. Предположение о способности электронной жидкости беспрепятственно перемещаться по металлу заменяет допущение о существовании гидродинамического скачка на границе гелия II со стенкой (см. § 24). Квантово-механическое рассмотрение тока, связанного с движением электронной жидкости, позволяет притти к одному из основных уравнений теории сверхпроводимости, а именно, к уравнению (6, 27). Мы приведем здесь кратко соответствующий вывод (212), который может быть опущен читателями, недостаточно знакомыми с квантовой механикой. При отсутствии магнитного поля и в применении к гелию II этот же вывод служит обоснованием уравнения (6, 22).

Волновую функцию, соответствующую состоянию с „макроскопическим“ движением несколько ориентировочно можно представить в виде

$$\Psi = \Psi_0 e^{-\frac{2\pi i}{\hbar} \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}}, \quad (6, 34)$$

где $\Psi_0 (\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n)$ — волновая функция покоящейся жидкости и χ_{α} — функция лишь координат α -го электрона \vec{r}_{α} и при этом функция приближенно линейная.

Поступательному движению жидкости как целого соответствовала бы функция $\Psi = \Psi_0 e^{-\frac{2\pi i}{n} \sum_{\alpha} p_{\alpha}^{\Sigma} r_{\alpha}}$. Однако, поскольку плотность тока во всем объеме не должна быть и фактически не является одинаковой, следует принять выражение типа (6, 34). Некоторая неточность задания функции (6, 34) для разбираемых вопросов не существенна.

Средняя плотность тока электронной жидкости в состоянии Ψ равна:

$$\vec{j}_s = \Sigma_{\alpha} \int \left\{ -\frac{e\hbar}{4\pi i m} (\Psi^* \nabla_{\alpha} \Psi - \Psi \nabla_{\alpha} \Psi^*) - \frac{e^2}{mc} \Psi \Psi^* \vec{A} \right\} d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_n = \\ = \frac{ne}{m} \operatorname{grad} \chi - \frac{e^2 n}{mc} \vec{A}, \quad (6, 35)$$

где $\nabla_{\alpha} \Psi$ — градиент Ψ по координатам α -го электрона, Ψ^* — функция комплексно сопряженная с Ψ , χ — некоторая средняя фаза, n — среднее эффективное число электронов в 1 см³ и \vec{A} — векторный потенциал магнитного поля ($\vec{H} = \operatorname{rot} \vec{A}$).

Применяя операцию rot к (6, 35), мы получаем уравнение (6, 27)*, где

$$\Lambda = \frac{m}{e^2 n} = \frac{M_s}{Q_s^{1/2}}. \quad (6, 31)$$

Возможность использования для получения основного уравнения (6, 27) квантово-механического выражения для плотности тока типа (6, 35) была указана еще Лондоном (2), подчеркнувшим также необходимость существования щели между нижним электронным уровнем и более высокими. Если бы подобной щели не было, волновая функция в магнитном поле испытывала бы сильное возмущение и в (6, 35) нельзя было бы использовать невозмущенное выражение (6, 34), как это было сделано. При наличии щели возмущение функции Ψ_0 в поле является величиной второго порядка малости и по типу такое же, как в случае атома (диамагнетизм). Лондон, однако, использовал волновые функции для электронного газа, что, в сочетании с предположением о наличии щели, приводит к модели диэлектрика, а не металла, так как, если нижние состояния электронов изолированы, то они не могут ускоряться полем и переносить в известных пределах произвольный ток.

Движущаяся электронная жидкость не тормозится из-за взаимодействия с колебаниями решетки также вследствие наличия щели Δ . Совершенно аналогично случаю гелия II,

* Это ясно из того, что $\operatorname{rot} \operatorname{grad} \chi = 0$ и $\operatorname{rot} \vec{A} = \vec{H}$.

если $\Delta > 0$, „пары“ в жидкости рождаются не могут, не может уменьшаться импульс жидкости и ее движение устойчиво. Как уже было указано, уравнение (6, 27) для \vec{j}_s аналогично одному из уравнений теории сверхтекучести. Если в металле имеется электрическое поле, то электронная жидкость должна ускоряться и ввиду отсутствия трения уравнение, описывающее ее движение, как можно показать, должно иметь вид: $\frac{\partial \Lambda \vec{j}_s}{\partial t} = \vec{E}$ (см. выше), причем допустимо также присутствие дополнительных членов, квадратичных относительно \vec{j}_s (88).

Уравнение (6, 28), таким образом, получается вполне неизбежно и вместе с тем опять с точностью до членов типа $\text{grad } \vec{j}_s^2$, и т. п.

До сих пор речь шла об электронной жидкости в сверхпроводнике при очень низких температурах. С ростом температуры будет быстро появляться все больше и больше возбуждений — „пар“. Свободная энергия жидкости равна свободной энергии этих пар, поэтому с ростом температуры теплоемкость $C_s^{(e)}$ будет экспоненциально расти так же, как число самих пар. Пары должны принимать также участие в процессах переноса, причем их движение будет, очевидно, сопровождаться трением (они взаимодействуют с решеткой). В результате в сверхпроводнике появляются „нормальная“ электронная проводимость и теплопроводность.

При $T=0$ электронная жидкость обладает некоторым эффективным зарядом Q_{s0} . Ясно, что с появлением возбуждений этот заряд должен уменьшаться, так как часть заряда берут на себя пары (то, что пара в целом не заряжена, не меняет дела)*. То же относится к массе сверхпроводящей части жидкости M_s . Поэтому, по крайней мере, при малых

* В схеме, где возбуждения имеют лишь один знак заряда, уменьшение Q_{s0} с ростом числа возбуждений представляется очевидным. Если же возбуждения появляются „парами“, то уменьшение Q_{s0} не носит три-диального характера, так же, впрочем, как уменьшение M_s и, в случае гелия II, уменьшение ρ_s .

возбуждениях, эффективный заряд сверхпроводящей части жидкости равен:

$$Q_s = Q_{s0} - Q_n, \quad (6, 36)$$

где Q_n — заряд, связанный с возбуждениями. В использованной выше модели следует, повидимому, считать, что $Q_n = eN$, где N и e — число и заряд „отрицательных возбуждений“. Как ясно из (6, 31), следствием уменьшения Q_s будет рост величины Λ с температурой. При температуре перехода $T = T_\kappa$ $Q_s = 0$ и $\Lambda = \infty$, как это и должно быть. Сверхпроводящая жидкость при $T > T_\kappa$, таким образом, не существует. Вся область температур, больших и меньших, но близких к T_κ (так же как область вблизи λ -точки в случае гелия II), требует особого рассмотрения. Объясняется это тем, что при приближении к T_κ число возбуждений сильно возрастает и их совокупность уже не может рассматриваться как газ. Заряд Q_n , связанный с нормальной частью электронной жидкости, при приближении к T_κ растет и при этом весьма быстро. Отсюда следует, что электропроводность и связанная с возбуждениями теплопроводность должны резко падать с понижением температуры.

Выше было оставлено без внимания одно из фундаментальных свойств сверхпроводников: разрушение сверхпроводимости магнитным полем. Существование при $T < T_\kappa$ и $H < H_\kappa$ нормальной фазы должно, повидимому, интерпретироваться следующим образом. Электронная жидкость при отсутствии возбуждений может находиться не только в нижнем состоянии (описываемом функцией Ψ_0 , о которой говорилось выше), но и в другом, энергетически более высоком состоянии (которому соответствует функция Ψ_n). При этом верхнее состояние (состояние Ψ_n) может, вероятно, осуществляться только при наличии магнитного поля. Нижнее состояние (состояние Ψ_0) отделено от ближайшего состояния, отвечающего некоторому „возбуждению“ интервалом Δ . Другими словами, возбуждения в этом случае не могут обладать энергией, меньшей Δ . В нормальном состоянии свойства сверхпроводника качественно такие же, как свойства несверхпроводящих металлов или сверхпроводников при $T > T_\kappa$. Поэтому следует думать,

что в состоянии $\Psi_n \Delta = 0$ (см. также ниже). Во всяком случае можно принять, что спектр жидкости в поле $H > H_{\kappa}$ в общем такой же, как у несверхпроводящих металлов.

Разность энергий между обоими состояниями электронной жидкости, если ее отнести к единице объема, равна:

$$E_n - E_s = \frac{H_{\kappa 0}^2}{8\pi}, \quad (6, 37)$$

где $H_{\kappa 0}$ — критическое магнитное поле при $T=0$. С повышением температуры начинает возбуждаться все большее число состояний, примыкающих к основному (т. е. к Ψ_0 или Ψ_n). Разность свободных энергий в обоих состояниях равна $F_n - F_s = \frac{H_{\kappa}^2}{8\pi}$ (см. (4, 8)). При $T=0$ формулы (4, 8) и (6, 37) совпадают.

Для того чтобы вычислить теплоемкость в сверхпроводящем и нормальном состояниях, а также другие величины необходимо знать зависимость энергии „возбуждений“ в электронной жидкости от их импульса. В случае гелия II эта зависимость определяется соотношениями (6, 24) и (6, 25), которые были получены на основе гидродинамического рассмотрения. Как уже указывалось, в случае электронной жидкости мы еще лишены подобной возможности, или, вернее, она не реализована, и вопрос о конкретном характере возбуждений остается пока открытым. При некоторых определенных предположениях о зависимости энергии „пар“ от их импульса, определить теплоемкость, глубину проникновения и другие, характеризующие сверхпроводник величины, представляется возможным (88). При этом в некоторых вопросах достигается согласие с опытом, не позволяющее, однако, исключить большой произвол в исходных предположениях. Мы не будем поэтому подробнее останавливаться на количественных соотношениях и сделаем здесь лишь одно замечание качественного характера.

В электромагнитном поле высокой частоты можно ожидать рождения „возбуждений“ в электронной жидкости за счет энергии поля. Именно, как при всех квантовых явлениях, кванты излучения $\hbar\nu$ смогут поглощаться электронной

жидкостью, если их энергия будет равна или больше наименьшей энергии возбуждения Δ . Соответствующая критическая частота равна

$$\nu_k = \frac{\Delta}{\hbar}. \quad (6, 38)$$

При частотах порядка или больших ν_k сверхпроводимость должна, очевидно, исчезать, поскольку появляется возможность рождения „возбуждений“ полем. Из опыта известно, что сверхпроводимость исчезает при частотах, меньших 10^{12} и больших, чем 10^9 герц. Если принять, что $\nu_k = 10^{11}$ герц, то $\frac{\Delta}{\hbar} \sim 5^\circ$, т. е. Δ по порядку величины равно характерной энергии $E = kT_k$, соответствующей критической температуре T_k . Исследование сверхпроводников при частотах порядка ν_k представляет большой интерес, но задерживается из-за больших технических трудностей, возникающих при работе в области частот $\nu \sim 10^{11} - 10^{12}$ герц.

В несверхпроводниках, а также у сверхпроводников, находящихся в нормальном состоянии, электронная жидкость не может двигаться без трения. В рамках развиваемой схемы это нужно объяснить тем, что в нормальном состоянии $\Delta = 0$, т. е. существуют возбуждения со сколь угодно малой энергией. Вопрос о поведении в этом случае электронной жидкости при очень низких температурах заранее неясен. В этой связи особенно важно и интересно исследование сопротивления металлов вблизи абсолютного нуля. В рамках теории электронной жидкости рост сопротивления при $T \rightarrow 0$ (см. § 23) не представляется невозможным, как это имеет место в теории электронного газа. При высоких температурах, точнее, при температурах порядка T_k и выше, возбуждения в электронной жидкости нельзя, вообще говоря, рассматривать как газ, так как их становится слишком много. Поэтому в этой очень важной области температур теория электронной жидкости встречается с дополнительными трудностями и пока еще совершенно не развита. Впрочем, и при низких температурах положение теории электронной жидкости пока еще не блестяще и, в частности, нужно признать, что она развита хуже, чем теория гелия II.

Дело в том, во-первых, что гелий является единственной квантовой жидкостью и поэтому вопрос о теоретическом нахождении Δ не особенно актуален; металлов же, напротив, много, причем одни из них становятся сверхпроводящими, а другие нет. Теория должна поэтому дать ответ на вопрос о зависимости Δ от различных параметров и о характере причин, в силу которых какой-либо металл становится или не становится сверхпроводником. Во-вторых, в случае гелия II мы знаем о возбуждениях значительно больше, чем в случае металлов, где пока детальный характер этих возбуждений не установлен. Наконец, в-третьих, необходимо отметить, что в некотором отношении к теории электронной жидкости в металле можно предъявить более широкие требования, чем в случае жидкого гелия и других жидкостей. Действительно, в обычных жидкостях, в частности в гелии I, при современном положении теории жидкостей, вопрос о надежном теоретическом нахождении температурной зависимости теплоемкости и коэффициента вязкости решен быть не может, и мы к этому привыкли. В случае же электронов в металле существует модельная теория электронного газа, позволяющая ответить на подобные вопросы в согласии с опытом.

С теоретической точки зрения весьма важно также, что сверхпроводимость является некоторым малым эффектом. Дело в том, что основной эффект взаимодействия электронов в металле характеризуется энергией их кулоновского, электростатического отталкивания, которая по порядку величины равна $\frac{e^2}{r}$, где e — заряд электрона и r — среднее расстояние между ними; по порядку величины $r \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ и, следовательно, $\frac{e^2}{r} \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ эрг, что соответствует температуре $T_0 \sim \frac{e^2}{rk} \sim 10^4 - 10^5$ градусов. Между тем, характерная для сверхпроводимости температура $T_c = 1 - 10$ градусов. Отсюда следует, что сверхпроводимость обусловлена некоторым малым взаимодействием, дополнительным к кулоновскому. Быть может, здесь существенно магнитное взаимодействие электронов.

Несмотря на то, что успехи теории электронного газа несколько иллюзорны, от всякой другой теории электронов в металле хотелось бы потребовать получения, по крайней мере, не меньших результатов. Между тем, квази-микроскопическая теория электронной жидкости, на которой мы подробно остановились выше, позволяя весьма полно качественно объяснить и описать явление сверхпроводимости, не способна пока заменить теорию электронного газа в применении к несверхпроводникам.

В результате, в настоящее время электронная теория металлов не является сколько-нибудь единой. Напротив, ввиду отсутствия развитой теории электронной жидкости, в одних случаях приходится для достижения успеха использовать модель электронного газа (т. е. заменять жидкость газом), а для рассмотрения других вопросов развивать качественную квази-микроскопическую теорию „возбуждений“ в электронной жидкости. Вместе с тем, как нам кажется, теория электронного газа в основном исчерпала свои возможности и дальнейший прогресс в области теории металлов будет связан, именно, с развитием представлений об электронной жидкости и ее свойствах.

Дополнение

В этом дополнении мы кратко остановимся на некоторых неопубликованных соображениях проф. Л. Д. Ландау и автора, относящихся к теории сверхпроводимости и полученных после того, как книга была написана.

Как мы видели в § 24, для сохранения сверхтекучести, возбуждения в жидкости должны носить фононный или ротонный характер (см. (6, 24), (6, 25)). При обсуждении свойств возбуждений в электронной жидкости мы предположили, что здесь возбуждения характеризуются щелью Δ , т. е. соответствуют ротонам. Однако не исключена и фононная возможность, т. е. предположение о том, что энергия возбуждения $\varepsilon = up$, где u — скорость и p — импульс. Более того, как указал Л. Д. Ландау, предположение о фононном характере возбуждений в сверхпроводящей электронной жидкости,

быть может, следует предпочесть, так как оно приводит в соответствии с опытом (см. § 18) к пропорциональной T^3 теплоемкости $c_s^{(e)}$ (на некоторых других основаниях для выбора возбуждений фононного типа мы останавливаться не будем)*. Именно, электронная часть теплоемкости оказывается равной

$$c_s^{(e)} = \frac{32\pi^5 k^4}{15h^3 u^3} T^3, \quad (6,39)$$

где h и k — постоянные Планка и Больцмана.

Используя экспериментальные значения c_s для Hg, мы для u получаем: $u = 1470$ м/сек.

С возрастанием температуры число возбуждений растет и „сверхпроводящий заряд“ Q_s падает (см. (6, 36)); при T_k $Q_s = 0$ и согласно (6, 36) $Q_n = Q_{s0}$. Предположение о характере возбуждений позволяет вычислить Q_n , а следовательно, и неизвестную величину Q_{s0} . Далее, согласно (3, 16) и (6, 31) значение Q_{s0} определяет глубину проникновения δ при $T = 0$. Допущение о фононном характере возбуждений и использование скорости u из формулы (6,39) приводит для Hg к значению $\delta \approx 1,47 \cdot 10^{-5}$ см. Это значение отличается от полученного в § 20 в два раза. Однако в силу соображений, изложенных в (90а) и нижеследующего, можно думать, что из опыта значение δ известно пока лишь по порядку величины и поэтому проводить здесь детальное сравнение теории с экспериментом невозможно.

Другие соображения, принадлежащие автору, связаны не только с квази-микроскопической, но и с феноменологической теорией сверхпроводимости. Как можно показать, плотность нормальной части гелия II ρ_n и нормальный заряд в сверхпроводнике Q_n зависят не только от температуры, но и от скорости сверхтекучей части жидкости относительно ее нормальной части, т. е. от $(\vec{v}_s - \vec{v}_n)$; в случае сверхпроводника роль \vec{v}_s и \vec{v}_n играют скорости, определенные согласно (6,30). Отсюда ясно (см. (6,36)), что от скорости зависит также сверхпро-

* Точнее, предполагается, что энергия возбуждений $\epsilon = \sqrt{\epsilon_0^2 + u^2 p^2}$. При достаточно больших импульсах, существенных при не очень низких температурах, $\epsilon \approx up$.

водящий заряд Q_s (тоже относится к ρ_s). В дальнейшем, для определенности будем считать, что $v_n = 0$ и $\vec{v}_s = \vec{v}$. С ростом v заряд Q_s уменьшается.

В качестве уравнений для \vec{v} естественно принять уравнения (6,32), (6,33):

$$\text{rot } \vec{v} = -\frac{e}{mc} \vec{H}; \quad \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{e}{m} \vec{E}, \quad (6,40)$$

где мы положили $\frac{Q_s}{M_s} = \frac{e}{m}$, так как отношение сверхпроводящего заряда к массе, повидимому, должно быть универсальной постоянной (90).

Если от (6,40) перейти к уравнениям (6,27), (6,28), то в этих последних нужно считать, что $\Lambda = \Lambda(\vec{j}_s)$, так как, согласно сказанному выше, Q_s в (6,30) зависит от \vec{v} и, следовательно, от \vec{j}_s . Впрочем, если Q_s зависит от \vec{v} , то удобнее работать в переменных \vec{v} , а не \vec{j} . Уравнения (3,13) нужно при этом записать в виде

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} Q_s(v) \vec{v}. \quad (6,41)$$

Из (6,40) (6,41) можно исключить поле \vec{H} и получить уравнение для \vec{v} , заменяющее уравнение (3.20) для \vec{j}_s :

$$\left. \begin{aligned} \Delta \vec{v} - \frac{1}{\delta^2} \vec{v} &= 0, \\ \delta^2 &= \frac{mc^2}{4\pi e Q_s(v)} \end{aligned} \right\}. \quad (6,42)$$

Если $Q_s = \text{const}$, то формулы (6,42) и (3,20) приводят к одинаковым результатам. В случае когда зависимость Q_s от v существенна, решения для поля и тока в сверхпроводнике, приведенные в § 14, уже не справедливы. Нахождение зависимости $Q_s(v)$ является задачей микроскопической теории. Весьма общий вывод, который здесь можно, повидимому, сделать, состоит в том, что при слабых полях ($H \ll H_\kappa$) зависимость Q_s от скорости не существенна и вся схема гл. III остается в силе (согласно (6,40), слабые поля \vec{H} соответствуют небольшим скоростям \vec{v} и наоборот). Если возбуждения в

электронной жидкости носят фононный характер (см. выше), то в полях, сравнимых с критическим полем H_k зависимость Q_s от скорости, а, значит, и от поля (см. (6,40)), весьма существенна. Поэтому в сильных полях должны наблюдаться отступления от формул § 14 и нелинейные явления. В этом случае неприменимо также рассмотрение, предпринятое в § 20, так как оно основано на предположении о независимости глубины проникновения от силы поля. При некоторой скорости v_k „сверхпроводящий заряд“ Q_s обратится в нуль и сверхпроводимость исчезнет. Скорости v_k соответствует некоторое критическое магнитное поле $H_k(v_k)$. Отсюда ясно, что разрушение сверхпроводимости полем могло бы объясняться достижением скоростью v ее критического значения v_k . В случае фононного характера возбуждений при абсолютном нуле

$$v_k = u, \quad (6,43)$$

где u — скорость, фигурирующая в (6,39).

Принимая гипотезу о том, что наблюдаемое на опыте критическое поле H_k равно $H_k(v_k)$ из (6,43) можно определить глубину проникновения δ в слабом поле (при $T=0$). Для ртути использование известных значений H_k и u (см. (6,39)) приводит к значению $\delta \approx 2 \cdot 10^{-5}$ см.

§ 26. Заключительные замечания

Еще до сих пор довольно широко распространено мнение о том, что сверхпроводимость является загадочным и малоизвестным явлением, нарушающим стройность и законченность электронной теории металлов. Как ясно из всего изложенного в этой книге, подобное мнение является неправильным и устаревшим. Экспериментальные и теоретические исследования, выполненные в значительной мере за последние 15 лет, а также открытие и изучение сверхтекучести гелия II, привели к существенным успехам в отношении построения общей физической картины и теории сверхпроводимости.

В результате, повидимому, недалеко то время, когда свойства металлов, находящихся в сверхпроводящем состоя-

ний, будут изучены не менее полно, чем их свойства в нормальном состоянии.

С экспериментальной точки зрения можно указать на следующие объекты дальнейшего исследования:

1. Еще недостаточно выяснен чрезвычайно важный вопрос о глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник и ее температурной зависимости; здесь особенно интересна область температур, близких к критической температуре T_c . Особое значение вопроса о глубине проникновения поля в сверхпроводник связано с возможностью выяснить на этом пути справедливость уравнения $\text{rot} \Lambda \vec{j}_s = -\frac{1}{c} \vec{H}$, играющего основную роль в теории сверхпроводимости. Необходимо, в частности, выяснить: в каких пределах Λ не зависит от напряженности магнитного поля и какова зависимость Λ от поля в сильных полях (см. дополнение в конце § 25).

2. Наши сведения о нормальной проводимости в сверхпроводниках и ее температурном ходе крайне скучны; вместе с тем, знание проводимости $\sigma(T)$ и связи между этой величиной и характерной постоянной $\Lambda(T)$ весьма важно, как это ясно из сказанного в § 25.

3. Остаются недостаточно изученными термоэлектрические явления в сверхпроводниках, а некоторые, весьма своеобразные опыты в этой области вообще не осуществлены и вопрос об их проведении связан с возможностью работать очень близко к T_c .

4. Остаются неустановленными и неизученными: анизотропия сверхпроводящих свойств, процесс исчезновения сверхпроводимости при высоких частотах, а также некоторые вопросы, связанные с промежуточным и смешанным состояниями сверхпроводников и сверхпроводящими сплавами.

5. С теоретической точки зрения весьма важно знать температурный ход теплоемкости C_s при возможно более низких температурах.

6. Почти неизученными остаются также температурный ход поверхностных энергий a_{ns} и $x_n - x_s$ (см. § 20), а также

влияние механических деформаций и изменения объема, сжимаемости и коэффициента теплового расширения (§ 19).

В отношении металлов в нормальном состоянии основной интерес лежит в области очень низких температур и связан, в первую очередь, с выяснением реальности роста сопротивления при $T \rightarrow 0$; при очень низких температурах важно далее изучение теплопроводности, влияния на сопротивление магнитного поля и т. д.; интересно также исследование области применимости закона Ома при температурах гелия II, с помощью опыта, упомянутого в § 23. Ряд экспериментальных проблем, относящихся к изучению свойств гелия II, мы указывать не будем (здесь, в первую очередь, может итти речь об исследовании критических режимов (450)).

Феноменологическая теория сверхпроводимости может считаться в известном отношении законченной, во всяком случае с точки зрения ее полноты. Поэтому, если не будет обнаружено несогласие теории с опытом, то в этом направлении нельзя и не нужно ожидать особого прогресса, не считая известного развития соображений, изложенных в конце § 25 (см. дополнение).

Что касается микроскопической теории сверхпроводимости, то, с одной стороны, здесь имеются существенные успехи, связанные с развитием модельных представлений об электронной жидкости в металлах. С другой стороны, достижения электронной теории металлов, использующей модель электронного газа, хотя и значительны, но далеко не в такой степени, как это часто думают; теория электронного газа не только нуждается в теоретическом обосновании, но и имеет заведомо ограниченную область применимости, поскольку она не объясняет, например, явление сверхпроводимости. Дальнейших успехов теории можно ожидать, повидимому лишь на пути детализации свойств электронной жидкости в металлах, с целью достижения количественного описания сверхпроводимости и развития не прибегающей к представлениям об электронном газе теории металлов, находящихся в нормальном состоянии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

В указателе литературы приведены все известные автору работы по сверхпроводимости, причем использованы литературные указатели, содержащиеся в предыдущих обзорах. Текст за фамилией автора обычно является краткой аннотацией и не совпадает с названием статьи. Для сокращения слова сверхпроводимость и сверхпроводник обозначаются через С. П.

Важнейшие обзоры

- 1 Burton E. F., Smith H. G. a. Wilhelm J. O. Phenomena at the Temperature of Liquid Helium, N.-Y., 1940.
Наиболее современный обзор по физике низких температур и в частности по сверхпроводимости.
- 2 London F. Une conception nouvelle de la supraconductibilité. Paris, 1937.
Теоретический обзор
- 3 Meissner W. Ergebni. d. exakt. Naturwiss., 11, 219, 1932.
Обзор по сверхпроводимости
- 4 Meissner W. Handb. d. Experimentalphysik, 11, t. 2, 204, 1935.
Обзор всех вопросов проводимости, термоэлектрических явлений и т. п.
- 5 Shoenberg D. Superconductivity. Cambridge, 1938.
Русский перевод: УФН, 19, 448, 1938; 20, 1, 1939.
- 6 Steindorf K. u. Grassmann P. Supraleitung. Braunschweig, 1937.
- 7 „Дискуссия о низких температурах“. Proc. Roy. Soc., 152, 1, 1935.
Русский перевод: УФН, 16, 396, 1936.

Работы по сверхпроводимости и некоторые работы по смежным вопросам

- 8 Алексеевский Н. Е. (Alekseyevsky N.), ЖЭТФ, 8, 342, 1938.
Разрушение С. П. током.
- 9 Алексеевский Н. Е. ЖЭТФ, 8, 1098, 1938.
Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля в сверхпроводящих сплавах Pb — Tl.

- 10 Алексеевский Н. Е. ЖЭТФ. 10, 1392, 1940; Journ. of Phys., 4, 401, 1941.
Поведение тонких сверхпроводящих пленок в магнитном поле.
- 11 Алексеевский Н. Е. ЖЭТФ, 10, 746, 1941; Journ. of Phys. 3, 443, 1940.
Смещение критических значений для tantalа при растяжении
- 11а Алексеевский Н. Е., ДАН, 32, 31, 1941.
Гистерезис в чистых С.П. несимметричной формы
- 11б Алексеевский Н. Е. ДАН, 31, 327, 1941.
Критические поля для V.
- 11в Алексеевский Н. Е. ЖЭТФ. 15, 244, 1945.
Смещение критической температуры олова при растяжении.
- 11г Alekseyevsky N. Journ. of Phys. 9, 217, 1945.
Скачок индукции при переходе в сверхпроводящее состояние.
- 11д Alekseyevsky N. Journ. of Phys. 9, 350, 1945.
С. П. Bi_3Ni
- 12 Allen J. F., Phil. Mag., 16, 1005, 1933.
С.П. сплавов Au—Sn, Au—Pb, Ag—Sn, Ag—Pb, Cu—Sn.
Cu—Pb, Tl—Sn.
- 13 Andrews D. H., Brucksch W. F., Ziegler W. T., Blonchard E. R., Phys. Rev., 59, 1045, 1941; Rev. Sci. Instr., 13, 281, 1942.
Применение С. П. для радиометрических целей
- 14 Apinis A., Acta Univ. Latviensis, 3, 265, 1939 (реферат в Phys. Ber., 23, 2087, 1942).
Замечания о природе С. П.
- 14а Андроникошили Э. Л. (Andronikoshvily E. L.) ДАН, 31, № 6, 1941.
С. П. эвтектических сплавов Sn—Zn.
- 15 Appleyard E. T. S., Bristow J. R., Proc. Roy. Soc., 172, 530, 1939.
Получение тонких пленок и их сопротивление при низких температурах.
- 16 Appleyard E. T. S., Bristow J. R., London H., Nature, 143, 433, 1939.
С. П. тонких пленок Hg.
- 17 Appleyard E. T. S., Bristow J. R., London H., Miseneg A. D., Proc. Roy. Soc., 172, 540, 1939.
С. П. тонких пленок Hg.
- 18 Appleyard E. T. S., Miseneg A. D., Nature, 142, 474, 1938.
С. П. тонких пленок Hg.
- 19 Ariyama K., Zs. f. Phys., 119, 174, 1942.
К электронной теории С. П.
- 20 Aschermann G., Friedrich E., Justi E., Kramer J., Phys. Zs., 42, 349, 1941 (реферат в Phys. Ber., 23, 599, 1942).
- 12 В. Л. Гинзбург

- Соединения NbH и NbN с очень высокой температурой перехода (до 23° К).
- 21 Aschermann G., Justi E., Phys. Zs., **43**, 207, 1942.
Сверхпроводимость рения. Упоминание о сверхпроводимости урана.
- 22 van Aabel E., de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, **37**, 706, 1926.
С. П. Sb_2Sn_3 , Bi_3Tl_3 . Сопротивление Cu_3Sn , Ag_3Sn , $SbSn$.
- 23 Barden J., Phys. Rev., **59**, 928, 1941.
Теория сверхпроводимости.
- 24 Bartlett J. H., Nature, **123**, 869, 1926.
Критика представлений Капицы о С. П. С. П. и ферромагнетизме.
- 25 Becker R., Heller G., Sauter F., Zs. f. Phys., **85**, 772, 1933.
Распределение тока в сверхпроводящем шаре.
- 26 Benedicks C., Ann. d. Phys., **17**, 169, 1933.
Электронная теория и С. П.
- 27 Benedicks C., Zs. f. Metallkunde, **25**, 197, 1933.
Фазовые диаграммы сверхпроводящих сплавов.
- 28 van der Berg, Диссертация, Leiden, 1938.
Сопротивление чистых металлов.
- 29 Bernal J. D., Proc. Roy. Soc., **152**, 42, 1935.
Строение кристаллов и С. П.
- 30 Bethe H., Zs. f. Phys., **99**, 674, 1934.
Критика теории Шахенмайера.
- 31 Bethe H., Sommerfeld A., Handb. d. Phys. **24**, t. 2, 1933.
Обзор по электронной теории металлов.
Русский перевод: Электронная теория металлов, М.-Л., 1938.
- 32 Bopp F., Zs. f. Phys., **107**, 623, 1937.
Связь теории Лондона с теорией ускорения.
- 33 Botelius G., Keesom W. H., Johannsson, Linde J. O., Proc. Amsterdam, **34**, 1365, 1931.
Термоэлектродвижущая сила Pb.
- 34 Botelius G., Keesom W. H., Johannsson, Linde J. O., Proc. Amsterdam, **35**, 10, 1932.
Абсолютная шкала термоэлектродвижущей силы.
- 35 Braunbeck W., Zs. f. Phys., **87**, 470, 1934.
Распространение электромагнитных волн в С. П.
- 36 Breitner H., de Haas W. J., Physica, **3**, 672, 1936.
Теплопроводность Pb, Cu, Hg.
- 37 Breitner H., de Haas W. J., Physica, **3**, 692, 1936.
Теплопроводность сплавов Pb — Sn, In — Pb.
- 38 Brillouin L., Journ. de Phys. et le Radium, **4**, 333, 677, 1933; C. R., **196**, 1088, 1933.
Электронная теория С. П.

- 39 Brillouin L., Proc. Roy. Soc., **152**, 19, 1935.
Теория С. П.
- 40 Brücksch W. F., Ziegler W. T., Phys. Rev., **62**, 348, 1942.
С. П. тонких пленок Pb.
- 40а Булашевич Ю. П., (Bulashovich J. P.), ЖЭТФ, **8**, 1267, 1938.
Влияние магнитного поля на образование сверхпроводящих зародышей.
- 41 Burton E. F., Nature, **133**, 459, 1934.
С. П. тонкого слоя Zn.
- 42 Burton E. F., Nature, **133**, 684, 1934.
Эффект Мейснера.
- 43 Burton E. F., The Phenomena of Superconductivity (обзор),
Toronto-Oxford, 1934.
- 44 Burton E. F., Smith H. G., Tarr F. G. A., Nature, **135**, 906,
1935.
Сверхпроводящий гальванометр.
- 45 Burton E. F., Mapp K. C., Nature, **139**, 325, 1937.
Влияние магнитных полей на незатухающие токи в монокристалле Zn.
- 46 Burton E. F., Tarr F. G. A., Wilhelm J. O., Nature, **136**,
141, 1935.
Термоэлектрический эффект в С. П.
- 47 Burton E. F., Wilhelm J. O., Misener A. D., Trans. Roy. Soc.
Canad., **28**, 65, 1934.
С. П. тонких слоев Sn.
- 48 Burton E. F., Wilhelm J. O., Pitt A., Young A. C., Canad.
Journ. Res. **9**, 630, 1933.
Влияние частоты на С. П. при больших плотностях тока.
- 49 Casimir H. B. G., Physica, **7**, 887, 1940.
Зависимость от температуры глубины проникновения тока в сверхпроводящей ртути.
- 50 Casimir-Jonker J. M., Haas W. J., Physica, **2**, 935, 1935.
Сопротивление Pb Tl в магнитном поле (метод незатухающего тока).
- 51 Choubine S. (Шубин С.), C. R., **192**, 1020, 1931.
Теория С. П. и расстояние между атомами в решетке.
- 52 Clusius K., Zs. f. Elektrochem., **38**, 312, 1932.
Обзор по С. П.
- 53 Cristescu S., Simon F., Zs. f. Phys. Chem. (B), **25**, 273, 1934.
Теплоемкость Pb.
- 54 Crommelin C. A., Phys. Zs., **21**, 274, 300, 331, 1920.
Обзор по С. П.
- 55 Crommelin C. A. Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik, **19**, 38, 1922.
Обзор по С. П.

- 56 Crommelin C. A., Festschrift für Kammerlingh Onnes. Leiden, 1922, s. 401.
Обзор лейденских работ по С. П.
- 57 Crommelin C. A., Comm. Leiden, Suppl. No. 63, 1928.
Доклад на 5-м Международном конгрессе по низким температурам об исследованиях К. Оннеса.
- 58 Darrow K. K., Rev. Sci. Instr., 7, 124, 1936.
Обзор по С. П.
- 59 Daunt J. G., Phil. Mag., 24, 361, 1937.
Опыты с С. П. в переменном магнитном поле. Экранировка магнитного поля.
- 60 Daunt J. G., Phil. Mag., 28, 24, 1939.
Исследования перехода С. П. в нормальное состояние.
- 61 Daunt J. G., Horseman A., Mendelsohn K., Phil. Mag., 27, 754, 1939.
Термодинамические свойства сверхпроводящих Тl и In.
- 62 Daunt J. G., Keeley T. C., Mendelsohn K., Phil. Mag. 23, 264, 1937.
Поглощение инфракрасных лучей в С. П.
- 63 Daunt J. G., Mendelsohn K., Proc. Roy. Soc., 160, 127, 1937.
Энтропия и теплоемкость в С. П. и в нормальном состоянии.
- 64 Daunt J. G., Mendelsohn K., Nature, 141, 116, 1938.
Отсутствие эффекта Томсона в С. П.
- 65 Daunt J. G., Mendelsohn K., Nature, 159, 604, 1942.
С. П. и свойства гелия II.
- 66 Dellinger U., Naturwiss., 21, 607, 1933.
Влияние С. П. на валентные электроны в металлах.
- 67 Dellinger U., Phys. Zs., 36, 892, 1935.
Электронная конфигурация сверхпроводящих металлов.
- 68 Dellinger U., Naturwiss., 26, 593, 1938.
К атомическому объяснению С. П.
- 69 Dorfman J. (Дорфман Я. Г.), Nature, 130, 166, 1932.
К теории С. П.
- 70 Dorfman J., Sow. Phys., 3, 366, 1933.
Замечания к теории С. П.
- 71 Dorfman J., Metallwirtschaft, 12, 221, 235, 1933.
С. П. и коэффициент Холла.
- 71a Дорфман Я. Г., Кикоин И. К. (Dorfman J., Kikoin I.)
Физика металлов, М., 1934.
- 72 Duffin R. J., Phys. Rev., 51, 781, 1937.
Поведение некоторых сверхпроводящих цепей.
- 73 Ende J. N., Metallwirtschaft, 10, 676, 1931.
Обзор по теплоемкости металлов при очень низких температурах.

- 74 Elsasser W., Zs. f. Phys., 75, 129, 1932.
Попытка объяснить С. П. с помощью теории Дирака.
- 75 Epstein P. S., Zs. f. Phys., 62, 401, 1930; 63, 640, 1930.
О природе С. П.
- 76 Epstein P. S., Zs. f. Phys., 96, 386, 1935.
Сжимаемость. Свойства Ga.
- 77 Epstein P. S., Proc. Nat. Acad. Amer., 23, 604, 1937.
О магнитной энергии С. П.
- 78 Fakidov I., Lasagew B., (Факидов И., Лазарев Б.) Sow. Phys., 7, 677, 1935.
С. П. и эффект Холла.
- 79 Felici N., Journ. de Phys. et le Radium, 9, 149, 1938; C. R., 206, 242, 1938.
"De l'équilibre des supraconducteurs".
- 80 Felici N., C. R., 206, 599, 1938.
Движущиеся С. П.
- 81 Felici N., Ann. de Phys., 13, 266, 1940.
"De l'équilibre et du mouvement des supraconducteurs".
- 82 Ferrer R., C. R., 202, 2059, 1936; Journ. de Phys. et le Radium, 8, 67, 1937.
С. П. и строение внешних электронных оболочек.
- 83 Frenkel J. (Френкель Я. И.), Phys. Rev., 43, 907, 1933.
Попытка объяснения С. П. магнитным взаимодействием электронов.
- 84 Frenkel J., Nature, 133, 730, 1934.
Попытка объяснения С. П. электрической поляризацией.
- 85 Френкель Я. И., Рудницкий В. (Frenkel J., Rudnitzkiy V.), ЖЭТФ, 9, 260, 1939.
Гидромагнитные явления в С. П.
- 86 Гейликман Б. Т. (Geilikman B. T.), ЖЭТФ, 10, 497, 1940.
Об аномальном диамагнетизме.
- 87 Gerlach W., Metallwirtschaft, 9, 1004, 1930.
С. П. и ферромагнетизм.
- 88 Гинзбург В. Л., (Ginsburg V. L.) ЖЭТФ, 14, 134, 1944.
Замечания к теории С. П.
- 89 Гинзбург В. Л., ЖЭТФ, 14, 177, 1944; Journ. of Phys., 8, 148, 1944.
Термоэлектрические явления в С. П.
- 90 Гинзбург В. Л., ЖЭТФ, 14, 326, 1944.
Гидромагнитные и электронно-инерционные опыты с С. П.
Электродинамика движущихся С. П.
- 90а Гинзбург В. Л., ЖЭТФ, 16, 87, 1946, Journ. of Phys. 9, 305, 1945.
Поверхностная энергия и поведение сверхпроводников малых размеров.
- 91 Goetz A., Phys. Rev., 55, 1270, 1939.

- Использование С. П. для радиометрических целей.
- 92 Gorter G. J., Arch. Musée Teyler, 7, 378, 1933.
Вывод уравнений Рутгерса из условия равенства нулю индукции магнитного поля в С. П.
- 93 Gorter C. J., Nature, 132, 931, 1933.
Термодинамика С. П. и эффект Мейснера.
- 94 Gorter C. J., Physica, 2, 449, 1935.
Термодинамика сверхпроводящих сплавов.
- 95 Gorter C. J., Phys. Rev., 52, 1256, 1937.
Замечания в связи с работой Вика.
- 96 Gorter C. J., Casimir H., Physica, 1, 306, 1934.
Термодинамика С. П.
- 97 Gorter C. J., Casimir H., Phys. Zs., 35, 963, 1934; Zs. f. Techn. Phys., 15, 539, 1934.
Энтропия электронов в С. П.
- 98 Grassmann P., Phys. Zs., 37, 569, 1936.
Микросопротивление С. П.
- 99 Grassmann P., Eicke H., Phys. Zs., 38, 429, 1937.
Процессы при возбуждении тока в С. П. (процессы „переброса“).
- 100 de Haas W. J., Proc. Amsterdam, 22, 1110, 1914.
О природе С. П.
- 101 de Haas W. J., Journ. de Phys. et le Radium, 9, 265, 1928.
С. П. как фазовый переход, гистерезис, распределение тока в параллельных С. П.
- 102 de Haas W. J., Nature, 123, 130, 1929.
Новые сверхпроводящие сплавы и теория С. П.
- 103 de Haas W. J., Metallwirtschaft, 9, 149, 1930.
Обзор о сверхпроводящих металлах.
- 104 de Haas W., Leipziger Vorträge, 1933; s. 59.
Обзор работ автора по С. П.
- 105 de Haas W. J., Alphen P. M., Comm. Leiden, № 212e, 1931.
Сопротивление графита, Th, Ti, Ti — Zr; С. П. Th и Ti.
- 106 de Haas W. J., Alphen P. M., Proc. Amsterdam, 36, 263, 1933.
Магнитные свойства металлов.
- 107 de Haas W. J., Aoyma S., Bremmer H., Comm. Leiden, № 214a, 1931.
Теплопроводность Sn.
- 108 de Haas W. J., van Aubel E., Voogd J., Proc. Amsterdam, 32, 226, 1929.
С. П. Au — Bi.
- 109 de Haas W. J., van Aubel E., Voogd J., Proc. Amsterdam, 32, 715, 1929.
С. П. сплавов Sn — Bi, Sn — Zn, Sn — Cd, Tl — Cd, Tl — Au, Pb — Ag, Pb — Cd, Pb — Sb, Pb — Bi.

- 110 de Haas W. J., van Aubele E., Voogd J., Proc. Amsterdam, **32**, 724, 1929. Сплавы Au—Bi.
- 111 de Haas W. J., van Aubele E., Voogd J., Proc. Amsterdam, **32**, 731, 1929.
С. П. интерметаллических соединений.
- 112 de Haas W. J., van Aubele E., Voogd J., Proc. Amsterdam, **33**, 238, 1930.
С. П. сплавов $Hg_5 Tl_2$, $PbTl_2$, $AgTl$.
- 113 de Haas W. J., de Beer J., Proc. Amsterdam, **35**, 128, 1932.
Сопротивление сплавов Hg—Cd.
- 114 de Haas W. J., de Beer J., van der Berg G. J., Physica **1**, 1115, 1934.
Сопротивление чистых Au, Cu, Pb.
- 115 de Haas W. J., de Beer J., van der Berg G. J., Physica, **2**, 453, 1935.
Сопротивление чистых Cd, Ti, Sn.
- 116 de Haas W. J., Bremmen H., Proc. Amsterdam, **34**, 325, 1931.
Теплопроводность Pb и Sn.
- 117 de Haas W. J., Bremmen H., Proc. Amsterdam, **35**, 131, 1932.
Теплопроводность In.
- 118 de Haas W. J., Bremmen H., Proc. Amsterdam, **35**, 323, 1932.
Теплопроводность $PbTl_2$.
- 119 de Haas W. J., Bremmen H., Reports Laborat. Onnes, 1932, p. 270
(реферат в Phys. Beg., **14**, 998, 1933).
Обзор по теплопроводности.
- 120 de Haas W. J., Casimir H. B. G., van der Berg G. J., Physica, **5**, 225, 1938.
Сопротивление Au при очень низких температурах.
- 121 de Haas W. J., Casimir - Jonker J. M., Physica, **1**, 291, 1934.
Проникновение поперечного магнитного поля в С. П.
- 122 de Haas W. J., Casimir - Jonker J. M., Nature, **135**, 30, 1935; Proc. Amsterdam, **38**, 2, 1935.
Проникновение магнитного поля в сверхпроводящие сплавы $Bi_5 Tl_8$, $PbTl$.
- 123 de Haas W. J., Engelkes A. D., Physica, **4**, 325, 1937.
Разрушение С. П. током.
- 124 de Haas W. J., Guinau O. A., Physica, **3**, 182, 1936.
Эффект экранировки в случае монокристаллического цинкового шара.
- 125 de Haas W. J., Guinau O. A., Physica, **3**, 534, 1936.
Эффект Мейснера для цинкового шара.
- 126 de Haas W. J., Jurriaanse, Naturwiss., **19**, 706, 1931; Proc. Amsterdam, **35**, 748, 1932.
С. П. $Au_2 Bi$.

- 127 de Haas W. J., Kinoshita M., Comm. Leiden, № 187b, 1927.
Модуль кручения для Sn и Hg.
- 128 de Haas W. J., Rademakers, Physica, 7, 992, 1940.
Теплопроводность Pb.
- 129 de Haas W. J., Sizoo G. J., Onnes H. K., Comm. Leiden, № 180d, 1926.
Магнитный гистерезис в Hg.
- 130 de Haas W. J., Sizoo G. J., Voogd J., Comm. Leiden, № 187d, 1927.
Отсутствие С. П. у серого олова.
- 131 de Haas W. J., Voogd J., Comm. Leiden, № 191d, 1928.
Магнитный гистерезис в Sn, Pb, In, Ti.
- 132 de Haas W. J., Voogd J., Comm. Leiden, № 193b, 1928.
С. П. Ga.
- 133 de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, 32, 874, 1929.
С. П. Bi_5Tl_3 , Sn — Bi и Sn — Cd.
- 134 de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, 32, 733, 1929.
С. П. Ga.
- 135 de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, 33, 262, 1930.
Критические магнитные поля для сплавов.
- 136 de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, 34, 63, 1931.
Критическое поле для монокристалла Zn; гистерезис, продольное и поперечное поля.
- 137 de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, 34, 51, 1931.
Исследование In, Tl, Hg, Ga.
- 138 de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, 34, 56, 1931.
Критические поля для сплавов.
- 139 de Haas W. J., Voogd J., Proc. Amsterdam, 34, 192, 1931.
С. П. монокристалла Zn. Отсутствие влияния направления кристаллических осей.
- 140 de Haas W. J., Voogd J., Rapports Laborat. Onnes, 1932, p. 303 и 317.
Обзор по С. П.
- 141 de Haas W. J., Voogd J., Comm. Leiden, № 73a, 1932.
С. П. сплавов и критические поля.
- 142 de Haas W. J., Voogd J., Jonker J. M., Nature, 125, 952, 1930.
С. П. сплавов.
- 143 de Haas W. J., Voogd J. M., Jonker J. M., Congress int. d'electricité. Р. 1932.
Обзор по С. П.
- 144 de Haas W. J., Voogd J., Physica, 1, 281, 1934.
Влияние ориентации осей на кривую перехода в магнитном поле.
- 144a de Haas-Lorentz G. L., Physica, 5, 385, 1925.
Указание на конечную глубину проникновения поля в С. П.
- 145 Hall E. H., Proc. Nat. Acad. Amer., 19, 619, 1933.
С. П. и эффект Холла.

- 46 Hill E. L., Rev. Sci. Instr., **4**, 3, 1933.
Обзор по С. П.
- 147 Hilsch R., Phys. Zs., **40**, 592, 1938.
Отсутствие влияния С. П. на поглощение света в слое Zn.
- 148 Hirschaff, Proc. Cambr. f. Phil. Soc., **33**, 140, 1937.
Отражение света от С. П.
- 149 Holm R., Meissner W., Zs. f. Phys., **74**, 715, 1932.
С. П.—контакты.
- 150 Hund E., Ann. d. Phys., **32**, 102, 1938.
Намагничение малых сверхпроводящих частиц.
- 151 Iretton H. G. C., Blewett J., Allen J. F., Canad. J., Research, **9**, 415, 1933.
Рентгенографическое исследование сплавов Sn—Tl в связи с их сверхпроводимостью.
- 152 Jackson L. C., Rep. ap. Progr. in Phys., **6**, 335, 1939.
Обзор по С. П.
- 153 Jones H., Nature, **142**, 611, 1938.
С. п. сплавов.
- 154 Justi E., Zs. VDI, **80**, 109, 1936.
Обзор по С. П.
- 155 Justi E., Phys. Zs., **41**, 563, 1940.
Влияние магнитного поля на сопротивление металлов.
- 156 Justi E., Elektrot. Zs., **62**, 721, 741, 1941.
Обзор по проводимости и С. П.
- 157 Justi E., Phys. Zs., **42**, 325, 1941.
Отсутствие влияния изотопического состава Pb на проводимость и С. П.
- 158 Justi E., Phys. Zs., **43**, 130, 1942.
Процесс возникновения С. П. в магнитном поле (процессы „перебора“).
- 159 Justi E., Ann. d. Phys., **42**, 84, 1942 (реферат в Phys. Ber., **24** 970, 1943).
Осциллографическое исследование перехода поликристаллического Sn из сверхпроводящего в нормальное состояние в переменном магнитном поле.
- 160 Justi E., Elektrot. Zs., **63**, 577, 1942.
Электромагнит с короткозамкнутым сверхпроводящим кольцом.
- 161 Justi E., Zickrieg G., Phys. Zs., **42**, 257, 1941.
Опыты с разветвленной сверхпроводящей цепью.
- 162 Kapitza P. (Капица И. Л.), Nature, **123**, 870, 1929.
С. П. и остаточное сопротивление.
- 163 Kapitza P., Proc. Roy. Soc., **126**, 683, 1930, Phys. Zs., **31**, 713, 1930.
Природа С. П. и остаточное сопротивление.

- 164 Keeley T. C., Mendelsohn K., Proc. Roy. Soc., **154**, 378, 1936.
Магнитные свойства С. П. (чистые металлы и сплавы).
- 165 Keeley T. C., Mendelsohn K., Moore J. R., Nature, **134**, 774, 1934.
Теплопроводность $PbTl_2$. Влияние загрязнений на эффект Мейснера.
- 166 Keesom W. H., Physica, **6**, 81, 1926.
Об открытии С. П.
- 167 Keesom W. H., Report Laborat. Onnes, 1932, p. 77 (реферат в Phys. Ber. **14**, 1090, 1933).
Обзор по теплоемкости С. П.
- 168 Keesom W. J., Proc. Amsterdam, **36**, 381, 1933.
С. П. Al.
- 169 Keesom W. J., Journ. de Phys. et le Radium, **5**, 373, 1934.
Обзор по калориметрическим измерениям.
- 170 Keesom W. J., Physica, **1**, 123, 1934.
С. П. Zn.
- 171 Keesom W. J., Phys., Zs., **35**, 939, 1934; Zs. f. Techn. Phys., **15**, 515, 1934.
Термодинамические свойства С. П.
- 172 Keesom W. J., Physica, **2**, 35, 1935.
Критический ток для сплавов Pb — Pi.
- 173 Keesom W. J., Proc. Roy. Soc., **152**, 11, 1935.
Теплоемкость С. П.
- 174 Keesom W. J., Desirant M., Physica, **8**, 273, 1941; Proc. Amsterdam, **42**, 536, 1939.
Теплоемкость tantalа.
- 175 Keesom W. J., van den Ende J. N., Proc. Amsterdam, **33**, 243, 1930.
Теплоемкость Pb.
- 176 Keesom W. J., van den Ende J. N., Proc. Amsterdam, **34**, 210, 1931.
Теплоемкость Pb и Bi.
- 177 Keesom W. J., van den Ende J. N., Proc. Amsterdam, **35**, 143, 1932.
Теплоемкость Sn и Zn.
- 178 Keesom W. J., Kok J. A., Proc. Amsterdam, **35**, 301, 1932.
Теплоемкость Ag.
- 179 Keesom W. J., Kok J. A., Proc. Amsterdam, **35**, 743, 1932.
Теплоемкость Sn.
- 180 Keesom W. J., Kok J. A., Physica, **1**, 174, 1933.
Теплоемкость Tl.
- 181 Keesom W. J., Kok J. A., Physica, **1**, 503, 1934.
Скрытая теплота для Tl в магнитном поле.
- 182 Keesom W. J., Kok J. A., Physica, **1**, 595, 1934.
Теплоемкость Tl.

- 183 Keesom W. J., Kok J. A., *Physica*, **1**, 770, 1934.
 Теплоемкость Zn и Ag.
- 184 Keesom W. J., van Laer P. H., *Physica*, **3**, 173, 1936; *Proc. Amsterdam*, **39**, 148, 1936.
 Протекание во времени перехода из С. П. в нормальное состояние.
- 185 Keesom W. J., van Laer P. H., *Proc. Amsterdam*, **39**, 573, 1936;
 Physica, **3**, 371, 1936.
 Скрытая теплота для Sn в магнитном поле.
- 186 Keesom W. J., van Laer P. H., *Proc. Amsterdam*, **40**, 390, 1937.
 Релаксационные явления в С. П.
- 187 Keesom W. J., van Laer P. H., *Physica*, **5**, 193, 1938.
 Теплоемкость Sn в С. П. и нормальном состоянии
- 188 Keesom W. J., van Laer P. H., *Physica*, **4**, 487, 1937.
 Скрытая теплота для Sn в магнитном поле.
- 189 Keesom W. J., Matthijs C. J., *Physica*, **5**, 1, 1938.
 Термоэлектрические явления в С. П.
- 189a Keesom W. J., Matthijs C. J., *Physica*, **5**, 437, 1938.
 Термоэлектродвижущая сила в цепи из С. П. и того же металла
 в нормальном состоянии.
- 190 Keesom W. J., Oppen K. H., *Comm. Leiden*, № 174.
 Отсутствие изменения кристаллической структуры при переходе
 в сверхпроводящее состояние.
- 190a Kiepin O., *Arkiv mat. o. fysik*, **31**, № 12, 1944; Kiepin O., Lindhard J.,
 Rev. Mod. Phys., **17**, 305, 1945 Замечания к квантовой теории С. П.
- 191 Kikoin I., Lasarew B., (Кикоин И. К., Лазарев Б. Г.), *Nature*,
 129, 57, 1932.
 С. П. и постоянная Холла.
- 192 Kikoin I., Lasarew B., *Sow. Phys.*, **3**, 351, 1933.
 С. П. и эффект Холла.
- 193 Кикоин И. К., Губарь С. В. (Kikoin., Gubar S.), *ДАН* **19**, 248, 1938;
 Journ of Phys., **3**, 333, 1940.
 Опыт Эйнштейна — де Гааза с С. П.
- 194 Хоткевич В. (Khotkevich V.), *ЖЭТФ*, **5**, 515, 1938.
 Критические поля и токи для Sn.
- 195 Koch K. M., *Zs. f. Phys.*, **116**, 586, 1940; **120**, 86, 1942.
 Об эффекте Мейснера.
- 195a Koch K. M., *Zs. f. Phys.*, **118**, 1, 1941 (содержание неизвестно).
- 196 Koch K. M., *Zs. f. Phys.*, **121**, 488, 1943.
 Замечания к работе Нейгебауэра.
- 197 Kok J. A., *Physica*, **1**, 1103, 1934; *Nature*, **134**, 532, 1934.
 С. П. и статистика Ферми-Дирака.
- 198 Kok J. A., *Physica*, **4**, 276, 1936.
 Термоэлектродвижущая сила С. П. в цепи с тем же металлом
 в нормальном состоянии.

- 199 Крамер J., Zs. f. Phys., 111, 423, 1939.
С. П. и аморфное состояние металлов.
- 200 Kretschmann E., Ann. d. Phys., 74, 405, 448, 1924.
К теории С. П.
- 201 Kretschmann E., Ann. d. Phys., 80, 109, 1926.
Сверхпроводящий полый шар в магнитном поле.
- 202 Kretschmann E., Ann. d. Phys., 86, 914, 1928; 13, 564, 1932.
Теория С. П.
- 203 de Kronig R., Zs. f. Phys., 78, 744, 1933; 80, 203, 1933.
Теория С. П.
- 204 de Kronig R., Proc. Roy. Soc., 152, 16, 1935.
Распространение электромагнитных волн в С. П.
- 205 Kärti N., Simon F., Nature, 133, 907, 1934.
С. П. Cd.
- 206 Kärti N., Simon F., Nature, 135, 31, 1935.
С. П. Zr и Hf.
- 207 Kärti N., Simon F., Proc. Roy. Soc., 151, 610, 1935.
Новые С. П.
- 208 van Laer P. H., Physica, 6, 1, 1939.
Термодинамические функции в сверхпроводящем, нормальном и промежуточном состояниях.
- 208а van Laer P. H., Grootewold H. G., Physica, 6, 473, 1939.
Релаксация, связанная с переходом в сверхпроводящее состояние
- 209 van Laer P. H., Keesom W. H., Physica, 5, 986, 993, 1938.
Релаксация при переходе в сверхпроводящее состояние в присутствии магнитного поля. Обратимость перехода.
- 210 Landau L. (Ландау Л. Д.) Sow. Phys., 4, 43, 1933.
К теории С. П. Капиллярный член.
- 211 Landau L., Nature, 141, 688, 1938; Sow. Phys., 11, 129, 1937; ЖЭТФ, 7, 371, 1937.
Природа промежуточного состояния.
- 212 Ландау Л. Д. ЖЭТФ, 11, 592, 1941; Journ. of Phys., 5, 71, 1941.
Теория сверхтекучести гелия II. Связь с С. П.
- 213 Ландау Л. Д. ЖЭТФ, 13, 377, 1943; Journ. of Phys., 7, 99, 1943.
Теория промежуточного состояния С. П.
- 214 Lasarew B. (Лазарев Б. Г.), Sow. Phys., 4, 567, 1933.
С. П. и эффект Холла.
- 215 Лазарев Б. Г., Нахутин И. (Lasarew B., Nakhutin I.), ЖЭТФ, 12, 43, 1942.
Магнитное поведение сверхпроводящих сплавов Sn — Zn.
- 215а Лазарев Б. Г., Кан Л. (Кан L.) ЖЭТФ, 14, 463, 1944.
С. П. Sn и In при всестороннем сжатии давлением в 1750 кг/см².

- 215⁶ Лазарев Б. Г., Галкин А. (Galkin A.) ЖЭТФ, 14, 474, 1944.
Влияние на С. П. неоднородных деформаций.
- 216 von Laue M., Phys. Zs., 33, 793, 1932.
Теория распределения тока в разветвленной сверхпроводящей цепи. Влияние магнитного поля.
- 217 von Laue M., Ann. d. Phys., 32, 71, 1938.
Термодинамические свойства С. П. и применение теории к тонким слоям и проволокам.
- 218 von Laue M., Ann. d. Phys., 32, 253, 1938.
Критическое поле в случае образцов малых размеров. Решение задачи о поле в сверхпроводящем шаре и цилиндре.
- 219 von Laue M., Zs. f. Phys., 113, 445, 1941.
Распределение тока в сверхпроводящей цепи. (Обсуждение работы 161).
- 220 von Laue M., Zs. f. Phys., 19, 114, 1942.
Диамагнетизм С. П.
- 221 von Laue M., Ann. d. Phys., 42, 65, 1942; (реферат в Phys. Ber., 24 1166, 1943).
Развитие теории Лондонов.
- 222 von Laue M., Ber. Dtsch. Chem. Ges., 75, 1427, 1942.
Обзор по теории С. П.
- 223 von Laue M., Phys. Zs., 43, 274, 1942.
Замечания к теории С. П.
- 224 von Laue M., Zs. f. Phys., 120, 578, 1943.
Развитие работы 219.
- 225 von Laue M., London F., London H., Zs. f. Phys., 96, 359, 1935
К теории Лондонов.
- 226 von Laue M., Möglich F., Berl. Ber., 16, 543, 1933.
Расчет магнитного поля многосвязных С. П.
- 227 Mc Lennan J. C., Nature, 125, 447, 1930.
С. П. сплавов Bi—Pb—Sn.
- 228 Mc Lennan J. C., Nature, 128, 373, 1931.
С. П. при высокой частоте. Поляризация.
- 229 Mc Lennan J. C., Trans. Roy. Soc. Canada, 25, 191, 1931.
С. П. при высокой частоте.
- 230 Mc Lennan J. C., Nature, 129, 858, 1932; 130, 879, 1932.
Обзоры по С. П.
- 231 Mc Lennan J. C., Journ. Inst. Electr. Eng., 75, 693, 1934.
Электрические явления при низких температурах.
- 232 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 23, 283, 1929.
С. П. Ru (см. 237).
- 233 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 24, 25, 1930.

- С. П. сплавов Pb — Bi, Tl — Bi, Pb — Sn.
- 234 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 24, 53, 1930.
С. П. сплавов Sb₂, Ti₇, Pb — As, Pb — P, Pb — Au, Pb — Ag, Pb — Ca, Pb — Li, Sn — As, PbS, Pb — Cu, Tl — Sb и тройных сплавов.
- 235 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Phil. Mag. 10, 500, 1930.
Несверхпроводящие сплавы.
- 236 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 25, 1, 1931.
Тепловое расширение при возникновении С. П.
- 237 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 25, 13, 1931.
С. П. W₂C, Ru и RuC не являются сверхпроводниками.
- 238 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Phil. Mag., 13, 1196, 1932.
С. П. сплавов Au и Ag.
- 239 Mc Lennan J. C., Allen J. F., Wilhelm J. O., Phil. Mag., 14, 168, 1932.
Сила незатухающего тока в Ta, Sn и Pb.
- 240 Mc Lennan J. C., Burton E. F., Pitt A., Wilhelm J. O., Phil. Mag., 12, 707, 1931; Proc. Roy. Soc., 136, 52, 1931.
С. П. при высокой частоте.
- 241 Mc Lennan J. C., Burton E. F., Pitt A., Wilhelm J. O., Nature, 130, 201, 1932; Proc. Roy. Soc., 138, 245, 1932.
Наложение постоянного и переменного токов.
- 242 Mc Lennan J. C., Howlett L. E., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 23, 287, 1929.
С. П. Na₂Pb₅; исследование различных чистых металлов и сплавов.
- 243 Mc Lennan J. C., Hunter R. G., Mczeod J. H., Trans. Roy. Soc. Canada, 24, 3, 1930.
Фотоэффект на Pb и Hg.
- 244 Mc Lennan J. C., Mc Lead J. H., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 23, 269, 1929.
Рассеяние и поглощение быстрых электронов в Pb.
- 245 Mc Lennan J. C., Niven C. D., Phil. Mag., 4, 386, 1927.
Сопротивление Pb, Cd, Zr, Be, Rb, Tl, Cr, K, Na.
- 246 Mc Lennan J. C., Niven C. D., Wilhelm J. O., Phil. Mag., 6, 678, 1928.
Влияние Cd на кривую перехода в сверхпроводящее состояние для Pb.
- 247 van Liempt J., Rev. trav. chim. des Pays Bas., 51, 1117, 1932.
Атомный радиус и С. П.

- 248 Lippmann G., C. R., **109**, 251, 1889; **168**, 73, 1919.
Индукция незатухающего тока в идеальном проводнике.
- 249 London F., Proc. Roy. Soc., **152**, 24, 1935.
Макроскопическая теория С. П.
- 250 London F., Physica, **3**, 450, 1936.
Магнитные свойства и термодинамика промежуточного состояния.
- 251 London F., Nature, **137**, 991, 1936.
Электродинамика С. П.
- 252 London F., Nature, **140**, 793, 834, 1937.
Обзор теории С. П.
- 253 London F., Phys. Rev., **52**, 886, 1937.
Замечания к статье Вика (см. 442).
- 254 London F., Phys. Rev., **51**, 678, 1937; **54**, 947, 1938.
О природе С. П.
- 255 London F., Zs. f. Phys., **108**, 542, 1938.
Критика работы Боппа (см. 32).
- 256 London F., Math. Rev., **4**, 290, 1943.
Критический реферат статьи v. Laue (см. 223).
- 256a London F., Rev. Mod. Phys., **17**, 310, 1945. Замечания к квантовой теории сверхтекучести и сверхпроводимости.
- 257 London F., London H., Proc. Roy. Soc., **149**, 71, 1935.
Электродинамика С. П.
- 258 London F., London H., Physica, **2**, 341, 1935.
С. П. и диамагнетизм; многосвязные тела.
- 259 London H., Nature, **133**, 497, 1934.
Выделение тепла в С. П. в переменном поле.
- 260 London H., Proc. Roy. Soc., **152**, 650, 1935.
Равновесие нормальной и сверхпроводящей фаз в магнитном поле.
- 261 London H., Proc. Roy. Soc., **155**, 102, 1936.
Поведение С. П. в электростатическом поле.
- 262 London H., Proc. Roy. Soc., **176**, 552, 1940.
Нормальная проводимость в С. П.
- 263 Lorentz H. A., Comm. Leiden, № 50, 1924.
Ток в С. П. в магнитном поле.
- 264 Mann K. C., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, **31**, 19, 1937.
Влияние магнитного поля на незатухающий ток в С. П.
- 265 Mann K. C., Smith H. G., Wilhelm J. O., Phys. Rev., **54**, 758, 1938.
Незатухающие токи в замкнутом контуре и релаксационные явления при исчезновении и возникновении С. П.
- 266 Meissner W., Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr., **17**, 227, 1921.
Обзор по проводимости металлов.
- 267 Meissner W., Phys. Zs., **26**, 689, 1925.
Чистые Pb, Sn, Au; различные постоянные.

- 268 Meissner W., Phys. Zs., 29, 897, 1928.
С. П. Та.
- 269 Meissner W., Zs. f. Instr. Kunde, 49, 166, 1929.
С. П. Та.
- 270 Meissner W., Naturwiss., 17, 390, 1929.
С. П. Th.
- 271 Meissner W., Zs. f. Phys., 58, 570, 1929.
С. П. CuS.
- 272 Meissner W., Zs. f. Phys., 60, 181, 1930.
С. П. Ti.
- 273 Meissner W., Zs. f. Phys., 61, 191, 1930.
С. П. Та и Th.
- 274 Meissner W., Zs. f. d. ges. Kälteind., 37, 174, 1930.
С. П. Nb, карбидов и нитридов.
- 275 Meissner W., Metallwirtschaft 10, 289, 310, 1931.
Обзор по С. П.
- 276 Meissner W., Ann. d. Phys., 13, 641, 1932
Сопротивление Pb в магнитном поле. Остаточное сопротивление
- 277-287 Meissner W., Zs. f. d. ges. Kälteind., 39, 104, 1932.
С. П. сплавов и соединений.
- 288 Meissner W., Helv. Phys. Acta, 6, 414, 1933.
Работы криогенной лаборатории в Шарлоттенбурге по С. П.
- 289 Meissner W., Zs. f. ges. Kälteind., 41, 125, 1934.
Магнитные эффекты при наступлении С. П.
- 290 Meissner W., Phys. Zs., 35, 931, 1934; Zs. f. techn. Phys., 15, 507, 1934
Обзор по С. П.
- 291 Meissner W., Proc. Roy. Soc., 152, 13, 1935.
Эффект Мейснера.
- 292 Meissner W., E. T. Z., 56, 1061, 1935.
Состояние исследований С. П.
- 293 Meissner W., Franz H., Zs. f. Phys., 63, 558, 1930.
С. П. Nb.
- 294 Meissner W., Franz H., Naturwiss., 18, 418, 1930; Zs. f. Phys. 65
30, 1930.
С. П. карбидов и нитридов. Сопротивление оксидов.
- 295 Meissner W., Franz H., Westerhoff H., Ann. d. Phys., 13
505, 1932.
Сплавы In—Pb, Pb—Hg, Sn—Ti, In—Tl, Mo—C.
- 295a Meissner W., Franz H., Westerhoff H., Ann. d. Phys., 13
967, 1932.
Сплавы Pb—Tl и Pb—Bi.
- 296 Meissner W., Franz H., Westerhoff H., Ann. d. Phys., 13,
555, 1932.
Сопротивление Ba, In, графита, Tl, Ti.

- 297 Meissner W., Franz H., Westerhoff H., Zs. f. Phys., **75**, 521, 1932.
С. П. карбидов, нитридов, боридов и силикатов.
- 298 Meissner W., Franz H., Westerhoff H., Ann. d. Phys., **17**, 593, 1933.
Сопротивление металлов, сплавов и соединений. С. П. Nb, Mo — С.
- 299 Meissner W., Heidenreich F., Phys. Zs., **37**, 449, 1936.
Измерение распределения тока и магнитной индукции при наступлении С. П.
- 300 Meissner W., Ochsenfeld R., Naturwiss., **21**, 787, 1933.
Эффект Мейснера — Оксенфельда (эффект Мейснера).
- 301 Meissner W., Scheffers H., Naturwiss., **18**, 110, 1929; Phys. Zs., **30**, 827, 1929; **31**, 574, 1930.
Гипотеза Капицы о природе С. П.
- 302 Meissner W., Steiner K., Zs. f. Phys., **76**, 201, 1932.
Поглощение медленных электронов в С. П.
- 303 Meissner W., Grassmann P., Phys., Zs., **36**, 519, 1935.
Отсутствие влияния изгиба на С. П.
- 304 Meissner W., Voigt B., Ann. d. Phys., **7**, 761, 892, 1930.
Чистые металлы.
- 305 Meissner W., Westerhoff H., Zs. f. Phys., **87**, 205, 1934. С. П. V
- 306 Mendelsohn K., Nature, **132**, 602, 1933.
Большие магнитные поля в сверхпроводящих сплавах.
- 307 Mendelsohn K., Proc. Roy. Soc., **152**, 34, 1935.
Изменение магнитной индукции. Калориметрические опыты с С. П.
- 308 Mendelsohn K., Proc. Roy. Soc., **155**, 558, 1935.
Магнитная индукция в Hg.
- 309 Mendelsohn K., Phys. Rev., **51**, 781, 1937.
Критика работы Слетера (см. 403).
- 310 Mendelsohn K., Babbitt J. D., Nature, **133**, 459, 1934.
Магнитный момент С. П.
- 311 Mendelsohn K., Proc. Roy. Soc., **151**, 316, 1935.
Оловянный шар в магнитном поле.
- 311a Mendelsohn K. Proc. Phys. Soc. **57**, 371, 1945.
Обсуждение свойств гелия II и С. П.
- 312 Mendelsohn K., Daunt J. G., Nature, **193**, 473, 1937.
С. П. La.
- 313 Mendelsohn K., Daunt J. G., Phil. Mag., **26**, 376, 1938.
Существование сверхпроводящих и нормальных областей.
- 314 Mendelsohn K., Moore J. R., Nature, **133**, 413, 1934.
Магнитно-калорический эффект в сверхпроводящем Sn.
- 315 Mendelsohn K., Moore J. R., Nature, **135**, 826, 1935.
Магнитная индукция в сверхпроводящих сплавах.
- 316 Mendelsohn K., Moore J. R., Proc. Roy. Soc., **151**, 334, 1935.
Теплоемкость сплавов.

- 317 Mendelsohn K., Moore J. R., Phil. Mag., 71, 532, 24, 1936.
Критическое поле для Та.
- 318 Mendelsohn K., Pontius R. B., Nature, 138, 29, 1936; Physica 3, 327, 1936.
Временные явления в С. П.
- 319 Mendelsohn K., Pontius B., Phil. Mag., 24, 777, 1937.
Теплопроводность С. П. в магнитном поле.
- 320 Mendelsohn K., Simon F., Zs. f. Phys. Chem. (B), 16, 72, 1932.
Теплоемкость Pb.
- 321 Misener A. D., Canad. Journ. Res., 14, 25, 1936.
Проникновение магнитного поля через тонкие слои. Критические токи.
- 322 Misener A. D., Proc. Cambr. Phil. Soc., 33, 583, 1937; 34, 465, 1938.
Отсутствие скачков на переходной кривой чистого Та.
- 323 Misener A. D., Proc. Roy. Soc., 166, 43, 1938.
Сопротивление сверхпроводящего цилиндра в поперечном магнитном поле.
- 324 Misener A. D., Proc. Cambr. Phil. Soc., 35, 95, 1939.
Разрушение С. П. цилиндра текущим по нему током.
- 325 Misener A. D., Proc. Roy. Soc., 174, 262, 1940.
Критические поля и термодинамические функции Tl, In, Hg.
- 326 Misener A. D., Smith H. G., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 29, 13, 1935.
Исследование С. П. тонких пленок.
- 327 Misener A. D., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, 29, 5, 1935.
С. П. тонких пленок и гипотеза Сильсби.
- 328 Нахутин И. (Nakhutin I.) ЖЭТФ, 8, 717, 1938.
С. П. в промежуточном состоянии.
- 329 Нахутин И. ЖЭТФ, 9, 709, 1939.
Сверхпроводящий эллипсоид в промежуточном состоянии.
- 330 Нахутин И. ЖЭТФ, 12, 41, 1942.
Отсутствие влияния ориентации осей монокристалла в магнитном поле.
- 331 Neugebauer Th., Zs. f. Phys., 119, 581, 1942.
Диамагнетизм С. П.
- 332 Niven C. D., Canad. Journ. Res., 5, 79, 1931.
Теория С. П.
- 333 Niven C. D., Phil. Mag., 21, 291, 1936.
Правило Юм — Розери и строение металлов. Замечание о С. П.
- 334 Oppen K. H., Comm. Leiden, № 122b, 1911; № 124, 1911.
Открытие С. П.
- 335 Oppen K. H., Proc. Amsterdam, 15, 1406, 1913; 16, 113, 673, 1913.
С. П. сплавов Hg — Au, Hg — Cd, Hg — Sn; металлов Sn, Pb; влияние тока.

- 336 Оппенс К. Н., Comm. Leiden, Suppl. № 34b, 1913.
Обзор по С. П.
- 337 Оппенс К. Н., Comm. Leiden, Suppl. № 35, 1913.
С. П. Hg; влияние силы тока и магнитного поля (nobелевский доклад).
- 338 Оппенс К. Н., Proc. Amsterdam, 16, 987, 1914.
Влияние магнитного поля на С. П. Pb и Sn.
- 339 Оппенс К. Н., Proc. Amsterdam, 17, 12, 1914.
Незатухающий ток в катушке из Hg.
- 340 Оппенс К. Н., Proc. Amsterdam, 17, 51, 1914.
Отсутствие эффекта Холла в С. П.
- 341 Оппенс К. Н., Comm. Leiden, Suppl. № 44a, 1921.
Обзорный доклад на Сальвеевском конгрессе.
- 342 Оппенс К. Н., Rep. u. Comm. 4-int. Kältekongress, London, 1924.
Природа сверхпроводящего тока.
- 343 Оппенс К. Н., Comm. Leiden, Suppl. № 50, 1924.
Исследование сверхпроводящего тока и разрушение С. П. полем; отсутствие изменения решетки; влияние упругих движений; природа С. П.
- 344 Оппенс К. Н., Repp. et Discuss. IV. Conseil Solvay, P. 1927.
Обзор С. П.
- 345 Оппенс К. Н., Holst H. C., Comm. Leiden, № 142a, 1914.
Сопротивление Hg, Sn, Cd и некоторых сплавов.
- 346 Оппенс К. Н., Holst H. G., Comm. Leiden, № 142c, 1914.
Теплоемкость и теплопроводность Hg.
- 347 Оппенс К. Н., Hof K., Proc. Amsterdam, 17, 520, 1914.
Отсутствие эффекта Холла в Sn и Pb.
- 348 Оппенс К. Н., Tuyn W., Proc. Amsterdam, 25, 443, 1923.
С. П. Tl; критический ток.
- 349 Оппенс К. Н., Tuyn W., Comm. Leiden, № 160b,
Исследование Pb и U—Pb.
- 350 Оппенс К. Н., Tuyn W., Comm. Leiden, Suppl. № 58, 1926.
Обзор по электросопротивлению.
- 351 Papapetrou A., Zs. f. Phys., 92, 513, 1934.
Теория С. П.
- 352 Papapetrou A., Zs. f. Phys., 94, 814, 1935.
Ответ на критику Шахенмайера (см. 366).
- 353 Papapetrou A., Zs. f. Phys., 111, 318, 1938.
Теория С. П.
- 354 Patai E., Phys. Zs., 35, 837, 1934.
Количество движения сверхпроводящих электронов.
- 355 Peierls R., Proc. Roy. Soc., 155, 613, 1936.
Переходные кривые в магнитном поле для С. П. различной формы.
- 356 Померанчук И. Я. (Pomeranchuk I.) ЖЭТФ, 8, 1096, 1938.

- Критическое поле в случае С. П. малых размеров.
- 357 Pontius R. B., Nature, 139, 1065, 1937; Phil. Mag., 24, 787, 1937.
Критические поля для С. П. малых размеров.
- 358 Rittenhouse—Inglis D., Journ. of the Frankl. Inst., 217, 277, 1934.
Критика Сильсби.
- 359 Rjabinin J., Schubnikow L. (Рябинин Ю. Н. и Шубников Л. В.)
Nature, 134, 286, 1934; Sow. Phys., 5, 641, 1934; 6, 557, 1934.
Магнитная индукция в Pb.
- 360 Rjabinin J., Schubnikow L., Nature, 135, 581, 1935; Sow. Phys.
7, 122, 1935.
Магнитные свойства и критическая сила тока в $PbTl_2$.
- 361 Рудницкий В. (Rudnitzkij V.) ЖЭТФ, 11, 107, 1941.
К вопросу об эффекте Мейснера.
- 362 Рудницкий В. (Rudnitzkij V.) ЖЭТФ, 8, 1082, 1938.
Диамагнетизм колец атомов и С. П.
- 363 Rutgers A. J., Physica, 1, 1055, 1934.
Уравнение Рутгерса и фазовый переход второго рода.
- 364 Rutgers A. J. Physica, 3, 999, 1936.
Термодинамическое рассмотрение перехода в сверхпроводящее
состояние.
- 365 Sänger R., Phys. Rev., 44, 302, 1933.
Зависимость С. П. и ферромагнетизма от частоты.
- 366 Schachenmeier R., Zs. f. Phys., 74, 503, 1932.
Теория С. П.
- 367 Schachenmeier R., Zs. f. Phys., 89, 183, 1934.
Теория С. П.
- 368 Schachenmeier R., Zs. f. Bethe, 90, 680, 1934.
Ответ на критику Bethe.
- 369 Schachenmeier R., Phys. Zs., 35, 966, 1934; Zs. f. techn. Phys., 15,
542, 1934.
Электронная теория С. П.
- 370 Schachenmeier R., Zs. f. Phys., 94, 812, 815, 1935.
Замечания о С. П. Критика работы Панапетру (см. 351).
- 371 Schrödinger E., Nature, 137, 824, 1936.
Феноменологическая теория С. П.
- 372 Schubnikow L. (Шубников Л. В.), Nature, 138, 545, 1936.
Разрушение С. П. током и полем. Гистерезис кольца из Sn.
- 373 Schubnikow L., Alexejewsky N. (Алексеевский Н.), Na-
ture, 138, 804, 1936.
Критический ток для Sn.
- 374 Schubnikow L., Chotkewitsch W. (Хоткевич В. И.), Sow.
Phys., 6, 605, 1934.
Теплоемкость сплавов.

- 375 Schubnikow L., Chotkevitsch W., Sow. Phys., 10, 231, 1936.
Критические значения магнитного поля и тока для Zn.
- 376 Schubnikow L., Chotkevitsch W., Schepelev J., Rjabinina J. (Шепелев Ю. Д., Рябинин Ю. Н.), Sow. Phys., 10, 165, 1936; ЖЭТФ, 7, 221, 1937.
Магнитные свойства сверхпроводящих металлов и сплавов.
- 377 Schubnikow L., Nakhutin I. (Нахутин И.), Nature, 139, ЖЭТФ, 7, 566, 1937; 589, 1937.
Сопротивление сверхпроводящего шара в промежуточном состоянии.
- 378 Scott R. B., Silsbee F. B., Brickwedde F. G., Phys. Rev., 47, 794, 1935.
С. П. на высокой частоте.
- 379 Shalnikov A. (Шальников А. И.), Nature, 142, 74, 1938; ЖЭГФ, 8, 763, 1938.
С. П. тонких слоев.
- 380 Шальников А. И. ЖЭТФ, 10, 630, 1940.
С. П. тонких слоев.
- 381 Шальников А. И. ЖЭТФ, 10, 414, 1940; 12, 34, 1942; Journ. of Phys. 2, 477, 1940; 4, 53, 1942.
Переход полого шара из сверхпроводящего в нормальное состояние.
- 382 Шальников А. И. Изв. АН СССР (Серия физич.), 6, 80, 1942.
Исследование промежуточного состояния сверхпроводящей сферы.
- 382а Shalnikov A., Journ. of Phys. 9, 202, 1945. Структура С. П. в промежуточном состоянии.
- 382б Sharvin G. Journ. of Phys. 9, 351, 1945. Несверхпроводимость серого олова до 1,32°К.
- 383 Shoenberg D., Proc. Roy. Soc., 152, 10, 1935,
Намагничение сверхпроводящего свинцового шара.
- 384 Shoenberg D., Proc. Roy. Soc., 155, 712, 1936.
Намагничение сверхпроводящего шара и кольца.
- 385 Shoenberg D., Proc. Cambr. Phil. Soc., 33, 260, 1937,
Сверхпроводящие цилиндры.
- 386 Shoenberg D., Proc. Cambr. Phil. Soc., 33, 559, 1937.
С. П. в переменном магнитном поле.
- 387 Shoenberg D., Proc. Cambr. Phil. Soc., 33, 577, 1937.
Методика измерений кривой перехода. С. П. La.
- 388 Shoenberg D., Actes VII Congr. Int. Froid, 1, 492, 1937.
Магнитные свойства С. П.
- 389 Shoenberg D., ЖЭТФ, 1284, 1938.
Магнитные свойства Au₂Bi.
- 390 Shoenberg D., Nature, 142, 879, 1938.
С. П. Th. Сплавы Au₂Bi и CuS.

- 391 Shoenberg D., Nature, 143, 434, 1939; Proc. Roy. Soc., 175, 960, 1940.
Сверхпроводящая коллоидальная ртуть; глубина проникновения поля в С. П.
- 392 Shoenberg D., Proc. Cambr. Phil. Soc., 36, 84, 1940.
Критические магнитные поля для Al, Ga, Th и Zn. Ti не С. П. Переохлаждение, гистерезис.
- 393 Silsbee F. B., Journ. Washingt. Acad. Sci., 6, 597, 1916; Sci. Pap. Bur. Stand., 14, 301, 1917.
Связь между критическими значениями для тока и для магнитного поля.
- 394 Silsbee F. B., Proc. Nat. Acad. Amer., 13, 516, 1927; Sci. Pap. Bur. Stand., 22, 293, 1927.
Обсуждение вопроса о согласии гипотезы автора (см. 393) с опытом.
- 395 Silsbee F. B., Journ. Washingt. Acad., 27, 225, 1937.
Обзор работ автора по С. П.
- 396 Silsbee F. B., Brickwedde F. G., Scott R. B., Phys. Rev., 47, 794, 1935; Nature, 139, 325, 1937.
Новые явления при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние для Sn и Ta.
- 397 Silsbee F. B., Brickwedde F. G., Scott R. B., Nature, 141, 75, 1938.
С. П. при радиочастотах.
- 398 Silsbee F. B., Scott R. B., Brickwedde F. G., Cook J. W., Phys. Rev., 39, 379, 1932; 43, 1051, 1933.
С. П. при высокой частоте.
- 399 Sizoo G. J., Diss. Leiden, 1926.
Влияние растяжений; гистерезис С. П. тонких слоев. Распределение тока в параллельных проволоках из олова.
- 400 Sizoo G. J., de Haas W. J., Onnes K. H., Comm. Leiden, № 180c, 1926.
Гистерезис в магнитном поле при упругих деформациях.
- 401 Sizoo G. J., Onnes K. H., Proc. Amsterdam, 34, 913, 1925.
С. П. тонких слоев.
- 402 Sizoo G. J., Onnes K. H., Proc. Amsterdam, 34, 606, 1925.
Влияние упругих напряжений на С. П. Sn и In.
- 403 Slater J. C., Phys. Rev., 51, 195, 1937; 52, 214, 1937.
Теория С. П.
- 404 Slater J. C., Phys. Rev., 53, 208, 1938.
Диамагнетизм небольших областей и С. П.
- 405 Smith H. G., Univ. Toronto Studies Low. Temp., Series № 76, 1935.
Обзор теорий С. П.
- 406 Smith H. G., Trans. Roy. Soc. Canada, 31, 19, 1937.
Сопротивление С. П. в промежуточном состоянии.
- 407 Smith H. G., Mann K. C., Phys. Rev., 54, 765, 1938.

- Релаксационные явления при возникновении С. П.
- 408 Smith H. G., Mann K. C., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, **30**, 13, 1936.
Сверхпроводящий гальванометр.
- 409 Smith H. G., Wilhelm J. O., Rev. Mod. Phys., **7**, 238, 1935.
Обзор по С. П.
- 410 Smith H. G., Wilhelm J. O., Proc. Roy. Soc., **157**, 132, 1936.
Распределение магнитного поля около одно- и многосвязных С. П.
Поверхностный ток.
- 411 Smith H. G., Tarr F. G. A., Trans. Roy. Soc. Canada, **29**, 23, 1935.
Сверхпроводящий гальванометр.
- 412 Somenzi V., Nuovo Cim. **18**, 223, 1941 (реферат в Math. Rev. № 1, 1943).
Электродинамика и С. П.
- 413 Sommerfeld A., Zs. f. Phys., **118**, 525, 1939.
Сопоставление опытных данных с формулой Валькера (см. 439).
- 414 Stark J., Phys. Zs., **36**, 515, 1935; **38**, 269, 1937; **44**, 211, 1943.
Измышления о С. П.
- 415 Stark J., Steiner K., Phys. Zs., **38**, 277, 1937.
Опыты с магнитной индукцией в С. П.
- 416 Stark J., Steiner K., Zs. f. Phys., **38**, 597, 1937.
Магнитная индукция в С. П.
- 417 Steiner K., Grassmann P., Phys. Zs., **36**, 516, 1935.
Влияние величины кристаллитов.
- 418 Steiner K., Grassmann P., Phys. Zs., **36**, 256, 520, 1935.
Свойства подвижного сверхпроводящего проводника с током в магнитном поле.
- 419 Steiner K., Grassmann P., Phys. Zs., **36**, 524, 1935.
Распределение тока в параллельно включенных проводах.
- 420 Steiner K., Grassmann P., Phys. Zs., **36**, 256, 525, 1935.
Верхняя граница для омического сопротивления в С. П.
- 421 Steiner K., Grassmann P., Phys. Zs., **36**, 256, 527, 1935.
Верхняя граница для термоэлектродвижущей силы между С. П.
- 422 Steiner K., Gerschbaumer W., Verh. d. Phys. ges., **29**, 156, 1939.
Изменение сопротивления трубки из С. П. в переходной области под влиянием циркулярного магнитного поля.
- 423 Steiner K., Schoenbeck H., Verh. d. Phys. ges., (реферат в Phys. Ber., **21**, 1192, 1940).
Изменение электрических и магнитных свойств С. П. в переходной области.
- 424 Steiner K., Schoenbeck H., Phys. Zs., **40**, 43, 1939.
Изменение магнитной индукции при переходе в сверхпроводящее состояние.

- 425 Steiner K., Schoenbeck H., Phys. Zs., **44**, 341, 1943.
Связь между изменением сопротивления и магнитной индукции при переходе в сверхпроводящее состояние.
- 426 Steiner K., Schoenbeck H., Phys. Zs., **44**, 346, 1943.
Новое явление при наступлении сверхпроводимости (появление парамагнитного момента).
- 427 Таммапп Г., Zs. f. Metallkunde, **26**, 61, 1934.
С. П. сплавов.
- 428 Тагг F. G. A., Wilhelm J. O., Trans. Roy. Soc. Canada, **28**, 61, 1934.
Об эффекте Мейснера.
- 429 Тагг F. G. A., Wilhelm J. O., Canad. Journ. Res., **12**, 265, 1935.
Магнитные эффекты в С. П. различной формы.
- 430 Thomson J. J., Phil. Mag., **30**, 192, 1915; **44**, 657, 1922; Nature, **95**, 494, 1915.
Теория С. П.
- 431 Тууп W., Diss. Leiden, 1924.
Сопротивление металлов и сплавов. Критические замечания для тока и поля.
- 432 Тууп W., Comm. Leiden, № 191b, 1928.
Влияние магнитного поля на С. П. Tl.
- 433 Тууп W., Comm. Leiden, № 196b, 1929.
Сопротивление чистых металлов.
- 434 Тууп W., Comm. Leiden, № 198b, 1929.
Опыты с незатухающим током.
- 435 Тууп W., Onnes K. H., Proc. Amsterdam, **26**, 504, 1923.
С. П. In.
- 436 Тууп W., Onnes K. H., Comm. Leiden, № 174a; Journ. Frankl. Inst., **201**, 379, 1926.
Критические поля для In, Sn, Pb и другие вопросы.
- 437 Тууп W., Onnes K. H., Comm. Leiden, № 181, 1926.
Сопротивление металлов и сплавов.
- 438 Voogd J., Wis-en Natuurk. Tijdschr., **6**, 148, 1932.
Обзор по С. П. и ее зависимости от кристаллической структуры.
- 439 Welker H., Zs. f. Phys., **114**, 525, 1939.
Электронная теория С. П.
- 440 Welker H., Phys. Zs., **44**, 134, 1943.
Электронная теория С. П.
- 441 Westerfield E. C., Phys. Rev., **55**, 319, 1939.
Тепловое расширение С. П.
- 442 Wick G. C., Phys. Rev., **52**, 526, 1937.
Диамагнетизм С. П. ($B \neq 0$).
- 443 Ziegler W. T., Brucksch W. F., Hickman J. W., Phys. Rev. **62**, 354, 1942.
С. П. тонких проволок Sn, Nb, Ta, Pb.

- 444 Zwicky F., Proc. Nat. Acad. Amer., 19, 818, 1933.
С. П. и сверхструктура.

Некоторые работы по сверхтекучести гелия II

- Обзор см. 1; Основная теоретическая работа 212.
- 445 Allen G. F., Miserer A. D., Nature, 141, 75, 1938; Proc. Roy. Soc. 172, 467, 1939.
Исследование сверхтекучести.
- 446 Darrow K. K., Rev. Mod. Phys., 12, 257, 1940.
Обзор свойств гелия II.
- 447 Гинзбург В. Л. (Ginsburg V.) ЖЭТФ, 13, 243, 1943; Journ. of Phys., 7, 305, 1943.
Рассеяние света в гелии II.
- 448 Капица Р. (Капица П. Л.), Nature, 141, 74, 1938.
Открытие сверхтекучести.
- 449 Капица П. Л., ЖЭТФ, 11, 1, 1941; Journ. of Phys., 4, 177, 1941.
Теплопередача в капиллярах с гелием II.
- 450 Капица П. Л., ЖЭТФ, 11, 581, 1941; Journ. of Phys., 5, 59, 1941.
Теплопередача и сверхтекучесть гелия II.
- 450a Капица П. Л., УФН, 26, 133, 1944.
Доклад о сверхтекучести гелия II.
- 451 Keesom W. H., Keesom A. P., Physica, 2, 557, 1935; 3, 359, 1936.
Обнаружение огромного переноса тепла в гелии II.
- 451a Ландау Л. Д. (Landau L.), ЖЭТФ, 14, 34, 1944.
Развитие гидродинамики гелия II.
- 452 Либшиц Е. М. (Lifschiz E.), ЖЭТФ, 14, 112, 1944.
Излучение звука в гелии II.
- 452a Пешков В. (Peshkov V.), ДАН, 45, 385, 1944.
Наблюдение второго звука в гелии II.
- 453 Tisza L., Phys. Rev., 61, 731, 1942.
Краткое сообщение о развитии квантовой теории свойств гелия II.
- 453a Tisza L. Journ. de Phys. et le Radium 8, 165, 350, 1940.
К теории сверхтекучести.

Остальные цитированные работы

- 454 de Haas W. J., Wietsma E. C., Physica, 2, 335, 1935.
Получение рекордно низкой температуры.
- 455 Р. Беккер. Электронная теория, М.—Л., 1936.
- 456 И. Е. Тамм. Основы теории электричества, М.—Л., 1934; Абрагам-Беккер. Теория электромагнитного поля, М.—Л., 1936.
- 457 Л. Гуревич. Основы физической кинетики, М.—Л., 1940, стр. 37—44.
- 458 А. Вильсон. Квантовая теория металлов, М.—Л., 1941.

- 459 Л. Нордгейм. Теория металлического состояния. Успехи физ. наук, 15, 1935.
- 460 Л. Ландау, А. Компанеец. Электропроводность металлов. Харьков, 1935.
- 461 R. Peierls, Erg. d. exakten Naturwiss., 11, 264, 1932.
Обзор по электронной теории металлов.
- 462 Н. М. Ваглов, Phys. Mag., 9, 1041, 1930.
Применимость закона Ома при больших плотностях тока.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие	3
-----------------------	---

Глава I. Сверхпроводящие металлы

§ 1. Введение	5
§ 2. Сопротивление металлов при низких температурах	7
§ 3. Открытие сверхпроводимости	9
§ 4. Сверхпроводящие элементы	11
§ 5. Сверхпроводящие соединения и сплавы	17

Глава II. Свойства идеальных сверхпроводников

§ 6. Изменение свойств металла при возникновении сверхпроводимости	21
§ 7. Влияние магнитного поля и тока на переход в сверхпроводящее состояние	24
§ 8. Магнитные свойства сверхпроводников больших и малых размеров	28
§ 9. Незатухающий ток в замкнутой сверхпроводящей цепи	40
§ 10. Тепловые свойства	44
§ 11. Теплопроводность и нормальная проводимость	46
§ 12. Общая картина сверхпроводимости	49

Глава III. Электродинамика сверхпроводников

§ 13. Основные уравнения	53
§ 14. Некоторые применения	66
§ 15. Движущиеся сверхпроводники	72
§ 16. Термоэлектрические явления	74

Глава IV. Термодинамика сверхпроводимости

§ 17. Основные соотношения	85
--------------------------------------	----

Cmp.

§ 18. Теплоемкость и энтропия в сверхпроводящем и нормальном состояниях	91
§ 19. Влияние деформации	95
§ 20. Разрушение сверхпроводимости тонких слоев. Поверхностная энергия	98

Глава V. Промежуточное состояние. Свойства сплавов

§ 21. Промежуточное состояние	107
§ 22. Свойства сплавов	115

Глава VI. Состояние микроскопической теории сверхпроводимости

§ 23. Электронная теория металлов	122
§ 24. Сверхтекучесть гелия II	142
§ 25. Сверхпроводимость как сверхтекучесть электронной жидкости в металле	158
§ 26. Заключительные замечания	173
Литература	176

Печатается по постановлению Редакционно-издательского совета АН СССР № 2259

Технический редактор Е. Симкина. Корректор Ф. М. Снегирева.

А05351. Слано в набор 22/I 1946 г. Подписано к печати 12/VIII 1946 г. Формат бумаги 60×92^{1/16}. Печатн. лист. 12^{3/4}, уч.-изд. лист. 11,5. Тираж 5000. Заказ № 1101

*Набор произведен в 1-й Образцовой типографии треста „Полиграфкнига“ ОГИЗа при Совете Министров РСФСР. Москва, Ваговая, 28.
Отпечатано во 2-й типографии издательства Академии Наук СССР.
Москва, Шубинский пер., 10.*

О П Е Ч А Т К И

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
31	2 снизу	$(1 + 4\pi\chi) H = \mu H$	$(1 + 4\pi\chi) \vec{H} = \mu \vec{H}$
61	3 снизу	2.710^{17}	$2.7 \cdot 10^{17}$
73	6 сверху	(445)	(455)
81	10 снизу	$\partial \vec{\Lambda} \cdot (\vec{j}_s)$	$\frac{\partial \vec{\Lambda}(\vec{j}_s)}{\partial t}$
91	6 сверху	$\frac{dH}{dT} < 0$	$\frac{dH_k}{dT} < 0$
96	2 снизу	$H \sim \frac{\partial H_k}{\partial T}$	$H_k \sim \frac{\partial H_k}{\partial T}$
158	4 сверху	ρ	ρ_n
158	15 сверху	ρ_h	ρ_n
160	3 сверху	j_s	\vec{j}_s

Гинзбург сверхпроводимость