

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Д. Шенберг, Москва

I. ВВЕДЕНИЕ

Уже давно известно, что сопротивление всех металлов падает при уменьшении температуры: точный ход этого изменения зависит, конечно, от конкретного металла, но в общем он следует кривой, вроде изображенной на рис 1. Маттисен¹ впервые указал на то,

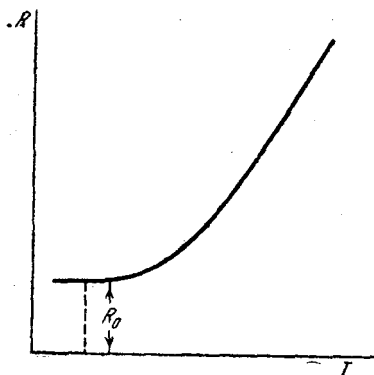


Рис. 1.

что сопротивление надо рассматривать как состоящее из двух частей: 1) независимого от температуры „остаточного сопротивления“ ΔR , увеличивающегося при увеличении механических напряжений в материале, а также при его химическом загрязнении, 2) зависящего от температуры „идеального сопротивления“, на котором механические деформации и химические загрязнения заметным образом не отражаются. Работы Каммерлинг-Оннеса в Лейдене показали, что уже при температурах жидкого водорода это иде-

альное сопротивление обычно весьма мало, так что большая часть сопротивления является „остаточной“ и не зависящей от температуры. Вскоре после того как ему удалось добиться сжижения гелия, Каммерлинг-Оннес начал распространять свои исследования на эту новую область низких температур с целью выяснения того, продолжается ли эта независимость от температуры еще ближе к абсолютному нулю. Для некоторых металлов это оказалось действительно так, но совершенно неожиданно он нашел в 1911 г., что ртуть внезапно теряет сопротивление, когда температура делается достаточно низкой, и при более низких температурах уже не меняется². Это свойство возникает внезапно при вполне определенной температуре, как если бы оно было характерным для некоторого нового состояния металла — „сверхпроводящего“ состояния.

Это открытие выдвинуло целый ряд проблем о границах и о природе нового явления. Было найдено, что семнадцать металлов и большое количество сплавов являются сверхпроводящими, причем каждый металл имеет характерную для него „температуру перехода“, лежащую в пределах между $0,35^{\circ}\text{K}$ (для гафния) и $9,2^{\circ}\text{K}$ (для ниобия); некоторые сплавы имеют несколько более высокую „температуру перехода“. Известные сверхпроводящие элементы грубо распадаются на две группы в периодической системе (табл. 1). Это наводит на мысль, что сверхпроводимость, возможно, не является универсальным свойством. С другой стороны, однако, каждый новый успех в понижении температуры приводит к открытию новых сверхпроводников; например, недавняя работа Кюрти и Симона³ с охлаждением путем адиабатического размагничивания. Кроме того, некоторые сверхпроводники, скажем, алюминий, не вполне укладываются в эти две группы. Ввиду всего этого мы не можем еще быть уверены в том, что сверхпроводимость присуща лишь некоторым, а не всем металлам. Поскольку невозможно достичь абсолютного нуля, этот вопрос может быть окончательно решен лишь теорией сверхпроводимости, если только, конечно, дальнейшие успехи в достижении низких температур не покажут, что все металлы действительно могут стать сверхпроводящими.

Делались попытки связать сверхпроводимость с какими-нибудь другими свойствами металла, но до сих пор большинство эмпирических правил такого рода оказывалось непригодным при открытии новых сверхпроводников (за исключением, быть может, указанного выше правила, ограничивающего сверхпроводимость определенными группами периодической системы). Например, предполагали, что только „мягкие“ металлы с низкой температурой плавления могут стать сверхпроводящими, пока не было обнаружено, что типичные „твердые“ металлы—тантал и ниобий—тоже являются сверхпроводящими и даже имеют довольно высокие температуры перехода. Аналогично, сверхпроводимость нельзя связать с каким-нибудь определенным типом кристаллической решетки, поскольку в числе известных сверхпроводников представлены почти все типы решеток. Этим, конечно, мы не хотим утверждать, что кристаллическая решетка менее существенна, чем сорт самих атомов металла, поскольку, как и для обычной проводимости, всякое изменение решетки для одного и того же металла может иметь существенное влияние. Примером этого является олово—единственный сверхпроводник с более чем одной модификацией: белое олово есть типичный сверхпроводник, в то время как серое олово, отличающееся от белого только кристаллической решеткой, не делается сверхпроводящим вплоть до самых низких испытанных температур ($2,3^{\circ}\text{K}$)⁴.

Важным является вопрос о том, исчезает ли в точке перехода все сопротивление или только часть его, так как иногда предполагалось, что исчезает только остаточное сопротивление, а идеальное остается, но оно слишком мало, чтобы могло быть замечено

ТАБЛИЦА 1. Сверхпроводники в периодической системе ¹⁾

H																	He				
Li	Be															B	C	N	O	F	Ne
(1,19°)	(1,35°)															(1,27°)	(1,15°)				
Na	Mg															Al	Si	P	S	Cl	Ar
(1,23°)	(0,05°)															1,14° c. f. c.	(1,22°)				
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr				
(1,22°)	(1,35°)		1,17° h.	4,3° c. b. c.	(1,41°)	(1,22°)	(1,29°)	(1,36°)	(1,34°)	(0,05°)	0,78° h.	1,1° r.	(0,05°)	(1,13°)	(1,26°)						
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Ma	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	X				
(1,13°)	(1,32°)		0,70° h.	9,2° c. b. c.	(1,26°)		(1,17°)	(1,32°)	(1,17°)	(1,35°)	0,54° h.	3,37° t. f. c.	3,69° t.	(1,16°)	(1,13°)						
Cs	Ba	La	Редкие земли	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	—	Em			
(1,15°)	(1,26°)	4,71° h.		0,35° h.	4,38° c. b. c.	(1,31°)	(1,36°)	(1,6°)	(1,29°)	(1,35°)	(0,05°)	4,12° r.	2,38° h.	7,26° c. f. c.	(0,05°)						
—	Ra	Ac	Th	Pa	U																
			1,43° c. b. c.		(1,41°)																

¹⁾ Числа в скобках обозначают наиболее низкие температуры (в °K, при которых соответствующий металл был найден не сверхпроводящим. h. — гексагональная решетка; c. i. c. — кубическая гранецентрированная решетка; c. b. c. — кубическая объемноцентрированная решетка; r. — ромбическая решетка; t. i. c. — тетраэдрическая гранецентрированная решетка; t. — тетраэдрическая.

в опытах Каммерлинг-Оннеса. Этот вопрос был решен только более поздними экспериментами⁵, в которых использованы были непрямые методы для обнаружения уменьшения „незатухающих“ токов в сверхпроводящем кольце (см. главу IV); эти опыты показали, что верхний предел для всякого возможного сопротивления в сверхпроводящем состоянии меньше чем $10^{-15}R_0$, где R_0 есть сопротивление при комнатной температуре. Поскольку идеальное сопротивление как раз над точкой перехода, во всяком случае, значительно выше (порядка $10^{-8}R_0$), мы видим, что исчезает все, а не только остаточное сопротивление. Ни один эксперимент вплоть до настоящего времени не обнаружил никакого следа сопротивления в сверхпроводящем металле, и мы будем в дальнейшем всегда предполагать, что сверхпроводящий металл ведет себя так, как если бы его сопротивление в точности равнялось нулю. Это эквивалентно утверждению, что компонента электрического поля E в направлении тока равна нулю; поскольку, с другой стороны, нет никаких указаний на существование не равной нулю компоненты поля в каком-либо другом направлении (например, в сверхпроводнике нет эффекта Холла⁶), то мы можем сказать, что существенным свойством сверхпроводника является $E = 0$.

Возможно, что полная и внезапная потеря сопротивления есть следствие какого-либо более фундаментального изменения электронного или атомного строения металла. Эксперименты, которые должны обнаружить природу этого изменения, можно грубо разделить на два класса: первые должны установить, отражаются ли эти изменения на других свойствах металла, кроме сопротивления, вторые— можно ли влиять на это изменение в каком-нибудь направлении какими-либо физическими воздействиями.

В течение долгого времени одним из наиболее поразительных свойств сверхпроводника считалось то, что все эксперименты, идущие по первому пути, давали отрицательные результаты, иными словами, казалось, что, помимо потери сопротивления, металл имеет одинаковые свойства в сверхпроводящем и несверхпроводящем нормальном состояниях. Более новые исследования обнаружили некоторые исключения, и в то же время термодинамические рассуждения, как мы увидим ниже, делают более наглядным отсутствие изменения свойств при переходе в сверхпроводящее состояние. Перечислим здесь различные свойства, исследование которых до настоящего времени дало отрицательные результаты:

1. Рентгенограммы металла над точкой перехода и под ней одинаковы⁷; это показывает, что никакого изменения кристаллической решетки не происходит. Отсутствие какого-либо заметного изменения в распределении интенсивности показывает, далее, что изменение в электронной структуре должно быть очень слабым.

2. Не происходит никакого изменения отражательной способности металла как в видимой, так и в инфракрасной областях⁸, несмотря на то, что оптические свойства обычно тесно связаны с электрическим сопротивлением.

3. Нет никакого изменения в поглощении быстрых или медленных электронов⁹, а также в фотоэлектрических свойствах¹⁰.

4. Переход не сопровождается выделением или поглощением тепла (в отсутствии магнитного поля)¹¹; мы увидим ниже, что это связано термодинамически с магнитными свойствами.

5. Упругие свойства¹² и тепловое расширение¹³ одинаковы в сверхпроводящем и нормальном состояниях, и нет заметного изменения объема при переходе.

Упомянутые выше исключения (т. е. свойства, испытывающие изменение при переходе в сверхпроводящее состояние) следующие:

1. Магнитные свойства испытывают изменения, не менее замечательные, чем изменения электрических свойств: эти изменения будут подробно рассмотрены в следующих главах.

2. Теплоемкость испытывает скачок в точке перехода¹¹, а при наличии магнитного поля есть также скрытая теплота перехода¹⁴. Эти особенности находят детальное объяснение в термодинамической трактовке.

3. Все термоэлектрические свойства металла исчезают, когда он становится сверхпроводящим¹⁵. Кеезом и Маттийс¹⁵ нашли, что как раз над точкой перехода имеет место заметное увеличение коэффициента эффекта Томсона (как в присутствии, так и в отсутствии магнитного поля); подробное рассмотрение экспериментальных данных, однако, указывает на то, что этот эффект вызван, повидимому, наличием загрязнений в образце и является вторичным.

5. Теплопроводность при наличии магнитного поля меняется скачкообразно при температуре перехода, хотя ее порядок величины остается тем же самым. А именно, теплопроводность становится меньше в сверхпроводящем состоянии у чистых металлов и больше — в случае сплавов¹⁶. В отсутствии магнитного поля никакого скачка теплопроводности не наблюдается. Это явление, возможно, станет понятным только тогда, когда мы будем иметь электронную теорию сверхпроводимости.

Мы переходим теперь ко второму пути исследований — к исследованиям влияния различных физических воздействий. Влияние высокочастотного излучения, скажем, рентгеновых лучей, повидимому, не исследовалось, но мало вероятно, чтобы оно оказывало какой-либо эффект, поскольку процессы, сопровождающие их прохождение через металлы, вообще говоря, связаны только с отдельными электронами или атомами, а проводимость есть всегда явление, связанное с коллективным поведением многих электронов.

Эффект увеличения частоты тока в сверхпроводнике исследовался Мак-Леннаном и его сотрудниками¹⁷ вплоть до радиочастот. Хотя их эксперименты и показали, что температура перехода начинает падать при наиболее высоких употреблявшихся частотах (10^7 Hz), но этот эффект был очень мал и мог быть обусловлен какими-либо посторонними причинами так что мы можем сказать, что вплоть до частот, равных 10^7 Hz, температура перехода не зависит заметным образом от частоты. Мы увидим в гл. II, что существенным свой-

ством сверхпроводника является то, что магнитное поле не может проникнуть в него, если только оно не превышает „критического“ поля (см. ниже). Следовательно, в сверхпроводнике в переменном магнитном поле не должно быть поглощения энергии, если только частота не настолько велика, чтобы воздействовать на само свойство сверхпроводимости. Это было подтверждено экспериментально¹⁸ вплоть до частот порядка 10^7 Hz. Вопрос о порядке величины тех частот, при которых можно было бы ожидать поглощения энергии, будет обсужден в гл. VIII.

Температура перехода может быть изменена деформацией тела, причем напряжение, увеличивающее размеры, повышает эту температуру¹⁹. Этот эффект, однако, весьма мал, возможно, потому, что изменение размеров, вызываемое практически достигаемыми растяжением или сжатием, также очень мало. С этим эффектом связано также небольшое влияние деформаций на критическое значение магнитного поля при данной температуре. В гл. V мы увидим, что отсутствие заметного изменения коэффициента термического расширения, сжимаемости и объема металла в точке перехода термодинамически связано с малой величиной влияния деформации на сверхпроводящие свойства.

Уменьшение размеров образца ниже 10^{-4} см изменяет сверхпроводящие свойства во многих существенных отношениях; удобнее, однако, рассмотреть эти эффекты позже (гл. VII), после того, как будут рассмотрены свойства сверхпроводников нормальных размеров.

Наиболее существенным из известных в настоящее время физических факторов, влияющих на сверхпроводимость, является магнитное поле. Если магнитное поле прилагается параллельно диаметру сверхпроводящей проволоки, то нормальное сопротивление проволоки внезапно восстанавливается при определенном напряжении поля, зависящем от температуры и характерном для каждого данного металла. Это поле называют „критическим“²⁰. Восстановление сопротивления, однако, происходит внезапно только в случае совершенно чистого металла, в котором нет никаких внутренних напряжений, и если ток, употребляемый для измерения сопротивления, исчезающе мал. Отсутствие примесей и внутренних напряжений существенно потому, что они несколько меняют значение критического поля, так что различные участки образца имеют различные критические поля, и, таким образом, переход „размазывается“. Влияние измерительного тока и определенных геометрических условий, указанных выше, будут объяснены далее. Мы можем, следовательно, сказать, что отсутствие внезапности восстановления сопротивления в магнитном поле при данной температуре (или, что эквивалентно этому, при увеличении температуры при данном магнитном поле, которое может в частном случае равняться нулю) есть, вообще говоря, побочная особенность; при нашем рассмотрении мы будем предполагать, что условия идеальны и что при данной температуре существует вполне определенное критическое поле.

Упомянем также, что если эти идеальные условия выполняются, что может быть почти целиком достигнуто на практике, то переход от сверхпроводимости к нормальной проводимости обратим, т. е. если поле уменьшается до значения, ниже критического, то сопротивление исчезает при том же напряжении, при котором оно появляется при увеличении поля. В действительности, во многих ранних лейденских работах²⁰ наблюдались сложные гистерезисные явления, которые, однако, были значительно уменьшены, когда провода, служащие для измерения потенциала, были приварены вместо того, чтобы быть припаянными²¹. Это подтверждает, что гистерезис был вторичным явлением, возможно, связанным с аномальными свойствами сплавов (гл. VI)¹⁾.

Зависимость между критическим полем, которое мы будем обозначать через H_c , и температурой очень существенна для характеристики свойств всякого конкретного сверхпроводника. Точная форма этой зависимости различна для разных сверхпроводников (эти кривые приведены на рис. 2), хотя и обнаруживает общие характерные черты. Можно отметить, что приведенные кривые распадаются на две группы, которые представляются соответствующими двум группам сверхпроводников в периодической системе: „твердые“ сверхпроводники левой группы имеют очень крутые кривые $H_c - T$, а „мягкие“ (правая группа) имеют значительно более пологие кривые. Однако неизвестно, насколько это правило имеет общую применимость, поскольку не все сверхпроводники исследовались в этом направлении. В этом смысле представляли бы интерес измерения с ванадием и танталом.

Часто бывает удобно представлять себе кривую $H_c - T$ как диаграмму равновесия, во многом аналогичную $p - T$ -диаграммам обычных фазовых переходов (скажем, плавления или кипения). Так, состояния металла, изображающиеся точками слева от кривой, являются сверхпроводящими, а справа от нее — нормально проводящими.

Вблизи нормальной температуры перехода (т. е. при поле, равном нулю) кривая $H_c - T$ приблизительно параболична, пересекая ось T под острым углом, т. е.

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

и делается плоской при приближении к абсолютному нулю; мы увидим ниже, что теорема Нернста требует, чтобы $\frac{dH_c}{dT} = 0$ при

¹⁾ Гистерезис частично мог быть обусловлен загрязнениями образца, так как, как мы увидим в гл. VI, сверхпроводящие сплавы обнаруживают заметные гистерезисные явления; в некоторых случаях, однако, гистерезис имел характер, отличный от того, который присущ сплавам или загрязненным образцам, и, возможно, был обусловлен каким-то „переохлаждением“. Хотя при нашем рассмотрении чистых сверхпроводников мы будем всегда предполагать, что гистерезисные явления имеют вторичную природу и потому не должны учитываться, надо, однако, иметь в виду, что с экспериментальной точки зрения положение не вполне выяснено и возможно (хотя по нашему мнению мало вероятно), что наше предположение не вполне допустимо.

$T = 0$. Порядок величины максимального критического поля лежит между 100 и 1000 гаусс для известных сверхпроводников ¹⁾.

Интересным следствием наличия критического магнитного поля является то, что существует также и критическая сила тока, который может течь в сверхпроводнике ²². Разрушение сверхпроводимости током было открыто даже раньше, чем разрушение

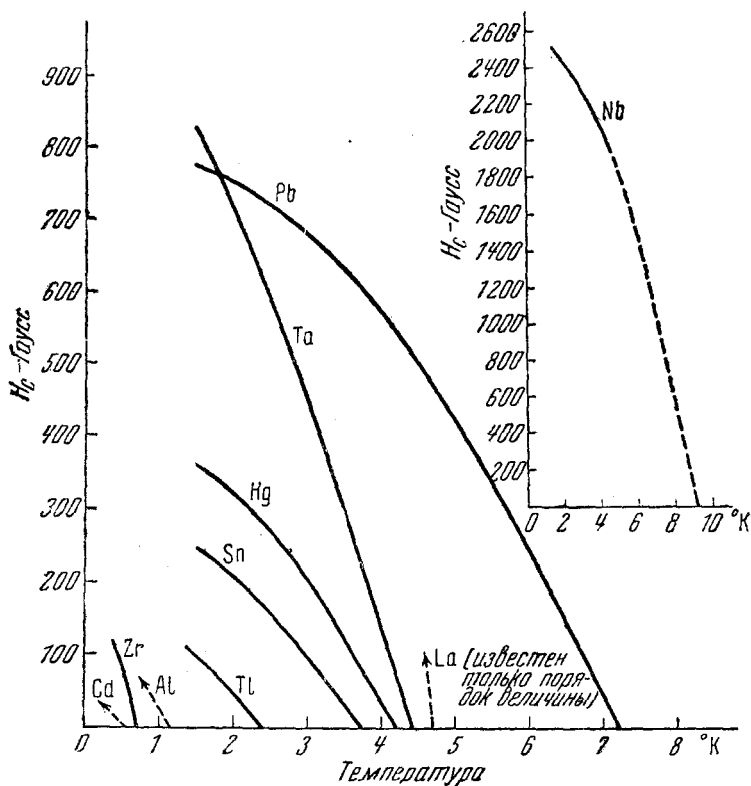


Рис. 2.

магнитным полем. Оно было обнаружено, когда Каммерлинг-Оннес пытался получить сильные магнитные поля без затраты мощности при помощи сверхпроводящего соленоида. Как только ток превышал определенные значения, соответствующие совсем небольшому полю в соленоиде, сопротивление вновь появлялось, и ток мог поддерживаться только с большой затратой энергии. После откры-

¹⁾ Возможно, что существуют сверхпроводники с гораздо меньшими критическими полями, но не слишком низкими температурами перехода, и что их сверхпроводимость не была до сих пор обнаружена благодаря тому, что в экспериментах недостаточно исключались небольшие остаточные поля, как, скажем, поле земли или поле измерительного тока.

тия критического магнитного поля Сильсби²³ указал на то, что разрушение сверхпроводимости током может быть непосредственно обусловлено магнитным полем тока; эта гипотеза была в дальнейшем подтверждена экспериментально, так что эффект тока есть, собственно говоря, вторичное явление.

Мы перечислили большинство существенных особенностей и свойств чистых сверхпроводников¹⁾ и теперь перейдем к более детальному рассмотрению того, каким образом они связаны друг с другом и к обсуждению новейших результатов.

II. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ИДЕАЛЬНОГО ПРОВОДНИКА И СВЕРХПРОВОДНИКА

В этой главе мы раньше всего покажем, каких магнитных свойств следовало бы ожидать у металла в предельном случае бесконечно большой проводимости, и затем сопоставим их с действительным магнитным поведением сверхпроводника. Это сравнение покажет, что описание сверхпроводника просто как идеального проводника, во всяком случае, невозможно и в некоторых отношениях даже неправильно.

Рассмотрим металл с равным нулю сопротивлением и с магнитной проницаемостью, равной единице. Согласно уравнениям Максвелла

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

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (2)$$

($\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{j}$ — плотность тока). Поскольку сопротивление равно нулю, то и

$$\mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

и из (1) имеем $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$, т. е.

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} = \mathbf{H}_0, \quad (4)$$

где $\mathbf{H}_0$ есть поле, которое было в металле в тот момент, когда он потерял сопротивление. Из (2) следует тогда

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \mathbf{H}_0 = \mathbf{j}_0, \quad (5)$$

где $\mathbf{j}_0$ есть плотность тока, которая была в металле в момент потери сопротивления. В частности (как мы будем предполагать ниже в этой главе), если первоначально тока не было, то тока в металле не будет и в дальнейшем, как бы мы не меняли внешнее поле. Физический смысл этих результатов таков, что всякое изме-

¹⁾ Свойства сверхпроводящих сплавов имеют ряд характерных отличий, но поскольку эти свойства, возможно, имеют вторичную природу, более удобно рассмотреть их в отдельной главе (гл. VI).

нение внешнего магнитного поля индуцирует токи на поверхности металла, причем их магнитное поле как раз компенсирует изменение внешнего поля, так что поле внутри металла остается постоянным. Поскольку сопротивление отсутствует, то поверхностные токи не затухают, и поле внутри металла остается постоянным во времени.

Сила поверхностных токов, как известно, определяется скачком тангенциальной компоненты поля на поверхности металла (поверхностным ротором поля). А именно, плотность g поверхностного тока равна

$$g = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{H}_t - \mathbf{H}_{0t}), \quad (6)$$

где $\mathbf{H}$ и $\mathbf{H}_0$ — векторы, изображающие тангенциальную составляющую внешнего и внутреннего полей $\mathbf{H}$ и $\mathbf{H}_0$ на поверхности.

Для того чтобы вычислить магнитный момент металла, обусловленный этими поверхностными токами, надо определить поле и затем проинтегрировать по всей поверхности векторные произведения тока в каждом элементе поверхности на вектор площади этого элемента. Проще, однако, учесть магнитный эффект индуцированных токов, рассматривая сверхпроводник как магнитное тело, т. е. предполагая $\mathbf{H} \neq \mathbf{B}$. Индуцированные токи тогда не фигурируют явно, а предполагаются имеющими природу, аналогичную природе атомных токов, создающих обычный магнетизм, что возможно, конечно, только потому, что индуцированные токи не меняются со временем при стационарных внешних условиях. Плотность тока (которую мы попрежнему будем обозначать посредством $\mathbf{j}$) определяется как

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{B}, \quad (7)$$

и, поскольку $\mathbf{B} = \mathbf{H}_0$, мы заключаем, что токи, как и раньше, должны быть целиком поверхностные (если первоначально не было объемных токов: и что поверхностная плотность токов определяется уравнением (6). Поле ¹⁾ $\mathbf{H}$ есть градиент некоторого потенциала φ , удовлетворяющего уравнению $\Delta^2 \varphi = 0$; и φ и тангенциальная составляющая $\mathbf{H}$ должны быть непрерывны на поверхности (поверхностные токи связаны с прерывностью тангенциальной составляющей $\mathbf{B}$); таким образом $\mathbf{H}$ может быть определено обычными математическими методами. Тогда магнитный момент $\mathbf{I}$ единицы объема определяется из

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{i}. \quad (8)$$

Задача о распределении поля может быть, как известно, решена точно для эллипсоида в однородном поле (т. е. если бы поле было

¹⁾ Истинное магнитное поле в металле есть $\mathbf{B}$, а не $\mathbf{H}$. В том случае, когда $\mathbf{B}$ не зависит от внешнего поля. $\mathbf{H}$ есть в действительности лишь математическое обозначение, не имеющее прямого физического смысла, — это будет более подробно объяснено в гл. III.

однородно в отсутствии металла). Для того чтобы иллюстрировать магнитные свойства, рассмотрим простейший пример — бесконечно-длинный цилиндр (предельный случай удлинённого эллипсоида) в однородном поле, параллельном оси цилиндра. В этом случае распределение поля $\mathbf{H}$ не меняется наличием образца, так что $\mathbf{H}$ равно внешнему полю. Таким образом

$$I = -\frac{H - H_0}{4\pi}. \quad (9)$$

Это имеет место до тех пор, пока сопротивление металла равно нулю, и мы можем нарисовать кривую намагничивания, изображённую на рис. 3а. Если цилиндр потерял сопротивление в отсутствии поля, то $H_0 = 0$, так что $I = -\frac{H}{4\pi}$, т. е. металл ведет себя как

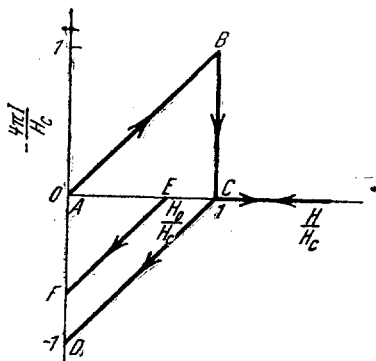


Рис. 3а.

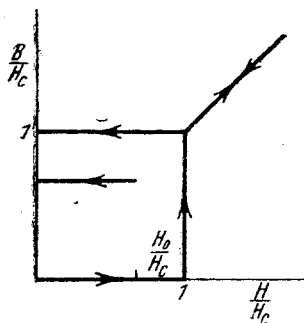


Рис. 3б.

диамагнетик с объемной восприимчивостью $-\frac{1}{4\pi}$, т. е., другими словами, с равной нулю проницаемостью. Это продолжается до тех пор, пока не достигается критическое поле H_c , когда, как мы видели в гл. I, сопротивление появляется вновь. Поверхностные токи исчезают, и тело остается без магнитного момента. Если теперь поле вновь уменьшится, то сопротивление вновь исчезает, как только H станет меньше H_c , но теперь при $H_0 = H_c$, так что намагничивание определяется формулой

$$I = -(H - H_c) \frac{1}{4\pi}. \quad (10)$$

Мы видим, таким образом, что должен был бы иметь место заметный гистерезис и что, когда внешнее поле делается равным нулю, цилиндр должен был бы остаться с „замороженным“ парамагнитным моментом $H_c/4\pi$, соответствующим „замороженному“ потоку $B = H_c$. Физический смысл этого гистерезиса заключается просто в том, что при уменьшении поля поверхностные токи

индуцируются в направлении, обратном тому, как при увеличении поля. Площадь $ABCD$ пропорциональна энергии, потерянной необратимо в виде джоулевого тепла, когда поверхностные токи затухают (в точке B).

Аналогично, если металл охлаждается в некотором поле H_0 , не наблюдается никакого магнитного момента при температуре перехода или ниже нее; но если после того, как эта температура пройдена, поле уменьшается, то намагничение опять определяется (9) и является в этом случае опять парамагнитным (соответственно отрезку EF на рис. 3а). На рис. 3б показана соответствующая кривая B, H для идеального проводника (т. е. $B = H_c$ при $H < H_c$ и $B = H$ при $H > H_c$).

Вплоть до последнего времени эти предсказания рассматривались как очевидные и не нуждающиеся в экспериментальной проверке, и в литературе по сверхпроводимости часто можно найти упоминания о „замороженном“ магнитном моменте, хотя таковой никогда не наблюдался экспериментально. В ходе некоторых экспериментов над распределением магнитного поля вокруг сверхпроводников Мейсснер и Оксенфельд²⁴ в 1933 г. впервые обнаружили, что некоторые из предсказаний для идеального проводника оказываются совершенно неправильными для действительного сверхпроводника. А именно, они нашли, что для чистого сверхпроводника распределение поля всегда соответствует равному нулю полю внутри сверхпроводника, т. е. внутри сверхпроводника всегда

$$B = 0 \quad (11)$$

вместо $B = H_0$, независимо от начальных условий (т. е. от поля, в котором металл сделался сверхпроводящим). Последующие эксперименты показали, что этот результат является вполне общим.

Посмотрим теперь, что означает этот результат — „эффект Мейсснера“, — в простом случае длинного цилиндра.

Если цилиндр был охлажден ниже температуры перехода в отсутствие поля, то намагничение при увеличении поля будет, как и в случае идеального проводника, $I = -\frac{H}{4\pi}$, а при критическом поле, опять-таки, как и раньше, намагничение исчезнет (в этом случае $H_0 = 0$, и потому $B = 0$ эквивалентно прежнему условию $B = H_0$). Только если вновь уменьшать поле, свойства сверхпроводника начинают отличаться от тех, которые надо было бы ожидать у идеального проводника. Поскольку, согласно результату Мейсснера, магнитное поле никогда не может существовать в сверхпроводнике, то когда поле делается меньше H_c , все силовые линии внезапно „выталкиваются“ из цилиндра, и намагничение опять равно $I = -\frac{H}{4\pi}$, так что никакого гистерезиса нет. Аналогично, если металл охлаждается в поле H_0 , магнитные силовые ли-

...материализуются" как только температура достигнет критиче-

исчезает и потому оно может „забыть“, какое значение оно должно приобрести при появлении вновь на другой стороне; в частности оно может принять значение, соответствующее существованию полного тока на поверхности. Другим простым примером является длинная цилиндрическая проволока; в этом случае опять легко видеть, что в отсутствии электрического поля условия $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ и $\operatorname{rot} \mathbf{B} = 0$ внутри тела могут быть выполнены только при условии $\mathbf{B} = 0$, если вдоль поверхности проволоки течет ток.

В действительности, конечно, такой полный ток никогда не может появиться в односвязном сверхпроводнике, если только он не является частью цепи, содержащей источник электродвижущей силы. Но мы увидим в гл. IV, что у многосвязного сверхпроводника (например у кольца) достаточно уже изменения внешнего поля для того, чтобы индуцировать полный ток в образце. Еще раз подчеркнем, что эта способность поверхностных токов, обуславливающих магнетизм сверхпроводника, образовывать полный ток в отсутствии электрического поля характерна только для тел с проницаемостью, в точности равной нулю. Это свойство резко отличает сверхпроводник от всяких других тел, в которых поверхностные токи, ответственные за магнетизм, никогда не могут привести к какому-либо полному току.

Таким образом, хотя электрического поля в теле с $\mathbf{B} = 0$ никогда быть не может, но, тем не менее, полный ток в таком теле может течь; отсюда видно, это отсутствие сопротивления действительно есть вторичное свойство сверхпроводника, который отнюдь нельзя рассматривать как предельный случай бесконечно проводящего тела. Действительно, измерения сопротивления подтверждают только тот факт, что в сверхпроводнике не может существовать электрического поля, и ничего не говорят о сопротивлении. В этом смысле понятие сопротивления даже теряет смысл в сверхпроводящем состоянии, поскольку в отсутствии электрического поля проводимость не может быть измерена. Однако без измерений сопротивления и подтверждения существования незатухающих токов в сверхпроводящем кольце мы не могли бы быть уверены в том, что маленькое значение $\mathbf{B}$, которое дают магнитные измерения, действительно может быть интерпретировано как равное в точности нулю.

В результате этих рассуждений мы видим, что сверхпроводник должен быть описан как тело, в которое не проникает магнитное поле. Мы видим, что описание сверхпроводимости как предельного случая большой проводимости не может объяснить эффекта Мейсснера, но что новое описание, исходящее из $\mathbf{B} = 0$ в сверхпроводнике, может объяснить равное нулю сопротивление и является поэтому фундаментальным.

ства будут зависеть от формы образца, так как всякое магнитное поле будет изменяться в присутствии образца. По этой причине при постепенном увеличении поля оно будет достигать критического значения H_c в некоторых местах поверхности образца раньше, чем в других (за исключением простейшего случая бесконечного цилиндра, параллельного приложенному полю). Как только поле достигнет H_c в некотором месте, металл не сможет оставаться в этом месте сверхпроводящим, и сверхпроводимость должна начать исчезать. При дальнейшем увеличении внешнего поля должен происходить некоторый переход, пока, наконец, образец целиком не делается нормально проводящим, когда внешнее поле достигнет H_c . В этой главе мы рассмотрим, каким образом происходит этот переход в связи с магнитными свойствами сверхпроводящих эллипсоидов, а также кратко опишем экспериментальные методы, с помощью которых изучались эти свойства, и полученные при этом результаты.

Если образец целиком сверхпроводящ (т. е. приложенное магнитное поле не слишком велико), то намагничение образца и распределение поля вокруг него могут быть получены применением обычных методов к случаю магнитной проницаемости, равной нулю. Как известно, точное решение может быть получено только для эллипсоида в однородном поле; кроме того, не эллипсоидальная форма может ввести еще и другие осложнения (необратимость, гл. IV). Поэтому мы сейчас ограничимся рассмотрением сверхпроводников эллипсоидальной формы.

Рассмотрим эллипсоид с коэффициентом демагнетизации $4\pi n$ (относительно одной из главных осей), и пусть H есть внешнее однородное магнитное поле (т. е. поле в отсутствии образца), направленное параллельно данной главной оси. Если намагничение, производимое этим полем, есть I , то мы можем формально считать, что внутри эллипсоида имеется „намагничивающее“ поле H_i , которое тоже является однородным и параллельным той же главной оси

$$H_i = H - 4\pi n I. \quad (1)$$

Заметим, что величина H_i введена здесь только как математическое обозначение и не имеет физического смысла, так как поле внутри намагниченного тела определяется как $\frac{\partial G}{\partial B}$, где G есть свободная энергия; если же, как в нашем случае, B есть постоянная (равная нулю), то эта производная не имеет смысла. Имеем теперь

$$B = H_i + 4\pi I$$

или, поскольку $B = 0$

$$I = - \frac{H}{4\pi(1-n)}. \quad (2)$$

Таким образом кривая намагничения сверхпроводящего эллипсоида тем круче, чем больше коэффициент демагнетизации, т. е. чем

ПЛОЩЕ ЭЛЛИПСОИД в направлении поля. Для промежуточного состояния

что совпадает с (2) [уравнение (2), очевидно, применимо, поскольку при этом поле образец целиком сверхпроводящ]. При $H = H_c$ уравнение (5) также удовлетворяет очевидному требованию, чтобы образец был в нормальном состоянии ($I = 0$).

Значения B в промежуточном состоянии легко определить, так как $B = H_i + 4\pi I$ или $B = H + 4\pi(1 - n)I$, так что, подставляя (5), находим

$$B = \frac{H}{n} - \left(\frac{1}{n} - 1\right)H_c. \quad (6)$$

Мы видим, что как только внешнее поле превысит значение $(1 - n)H_c$, индукция в образце перестает быть равной нулю и растет линейно от 0 до H_c ; за этой точкой проникновение силовых линий делается полным и $B = H$. В промежуточном состоянии вектор магнитного поля $H_i (= H_c)$ имеет уже физический смысл, поскольку B теперь переменна. Это есть то поле, которое действительно наблюдалось бы в небольшом канале, прорезанном в теле параллельно направлению внешнего магнитного поля. Подчеркнем еще раз, что это не так в чисто сверхпроводящем состоянии, когда $B = 0$, поскольку, как легко видеть, наличие канала в этом случае меняет распределение поля таким образом, что поле, наблюдаемое в канале, не имеет никакого отношения к H_i уравнения (1). Это, в частности, ясно видно в случае, когда канал прорезает насквозь все тело, так как тело тогда уже не является односвязным, а мы увидим (гл. IV), что в случае кольца поле в канале всегда остается постоянным. Даже если канал не проходит насквозь через тело, концы канала производят такое изменение поля, что поле внутри канала исчезает. В случае промежуточного состояния, однако, как и в обычном магнитном теле, нарушением, производимым концами канала, можно пренебречь, так что поле в канале действительно равно H_i .

Эти представления о промежуточном состоянии были введены для объяснения результатов экспериментов над магнитными свойствами сверхпроводящих образцов при переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние, и мы сейчас кратко покажем, каким образом эти эксперименты укладываются в описанную теорию. Удобно упомянуть здесь все экспериментальные методы, которые употреблялись для исследования магнитных свойств сверхпроводников, поскольку некоторые из них применялись к проблемам, которые будут рассмотрены ниже. При этом нет необходимости описывать эти методы детально, так как они в большинстве случаев являются лишь модификациями хорошо известных магнитных методов.

1. В оригинальных экспериментах Мейсснера и Оксенфельда²⁸, поле в разных местах вокруг образца измерялось посредством небольших пробных вращающихся катушек. Этот метод (применявшийся также Тарпом и Вильгельмом²⁹ в опытах, подтверждающих

нее поле на поверхности пробной катушки и нуждается в довольно сложных приспособлениях для установки и вращения катушки. Однако он полезен в тех, например, случаях, когда имеют дело с большим образцом.

2. Мендельсон и Баббит³⁰ измеряли поле на экваторе оловянного шара посредством висмутовой проволоки (при низких температурах сопротивление висмута очень сильно зависит от поля)¹⁾. Их результаты подтвердили в общем предсказанное выше поведение; так, при $H < \frac{2}{3}H_c$ поле на экваторе было приблизительно равно $\frac{3}{2}H$, в то время как при $H_c > H > \frac{2}{3}H_c$ поле на экваторе было примерно постоянным и равным H_c . Приблизительность этого подтверждения была обусловлена тем, что висмутовая проволока имела не ничтожную толщину, так что измерявшееся поле было скорее меньше, чем истинное поле на экваторе, а также тем, что олово было несколько загрязнено (мы ниже увидим, что загрязнения сильно влияют на магнитные свойства). Более детальное исследование поля вокруг оловянного шара было позднее проделано де-Гаазом и Гино³², употреблявшими тот же метод; они также измеряли поля внутри различных каналов в шаре. Результаты хорошо согласуются с описанной теорией, в частности в том, что касается поля снаружи шара (за исключением незначительной необратимости, когда поле уменьшалось ниже H_c , что можно опять приписать незначительным загрязнениям). Измерения поля в канале непосредственно подтвердили, что поле H_i равно H_c в промежуточном состоянии (т. е. при $H_c > H > \frac{2}{3}H_c$). В сверхпроводящем же состоянии это поле, как уже указывалось, не дает истинного H_i . Действительно, при увеличении H поле в канале было равно нулю вплоть до достижения промежуточного состояния, а при уменьшающемся H было постоянным и равным H_c вплоть до $H=0$, что как раз соответствует тому, чего следовало ожидать, поскольку канал проходит насквозь через шар и, таким образом, превращает его в сверхпроводящее кольцо (гл. IV).

3. Шенберг³³ пользовался прямым методом измерения силы, действующей на образец в слабо-неоднородном поле; эта сила, деленная на градиент поля, дает тогда намагничение. Это есть, конечно, не что иное, как хорошо известный метод Фарадея для измерения восприимчивости. Он особенно прост в данном случае благодаря очень сильному диамагнетизму сверхпроводника, так что весы, с помощью которых измеряется сила, не должны быть особенно чувствительны. На рис. 7 изображена кривая намагничения свинцового шара, полученная этим методом. Мы видим, что она хорошо согласуется с развитой выше теорией. Сначала наклон кривой

¹⁾ Этот метод был впервые применен к изучению сверхпроводимости де-Гаазом и Казимир-Ионкер³¹.

действительно очень близок к вычисленному значению $\frac{3}{8\pi}$, а за $\frac{2}{3}H_c$ (когда поле начинает проникать в шар) кривая резко поворачивает вниз и почти в точности линейна, причем намагничение исчезает при H_c и выше. При последующем уменьшении поля кривая повторяется практически без гистерезиса, этим самым опять подтверждая эффект Мейсснера (небольшой гистерезис, как и обычно, может быть объяснен отклонением от идеальных условий и, вероятно, обусловлен небольшими загрязнениями).

4. Другой метод для исследования промежуточного состояния, применявшийся Шенбергом³⁴ и Даунтом³⁵, заключается в измерении восприимчивости образца в переменном поле. Это может быть сделано путем наблюдения методом переменного тока изменения

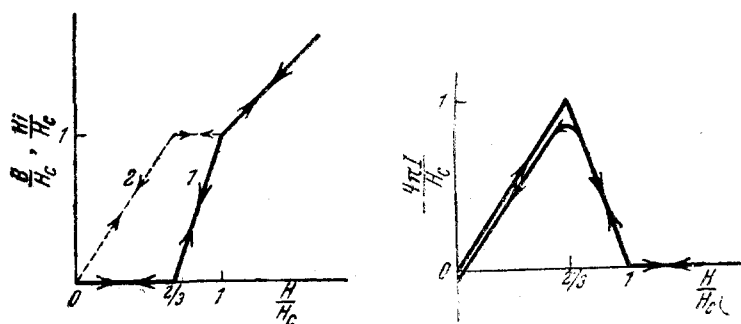


Рис. 7. Пунктирная кривая относится к $\frac{H_i}{H_c}$, сплошная — к $\frac{B}{H_c}$.

самоиндукции катушки, когда в нее вставляется образец (в работе Даунта наблюдалось изменение взаимной индукции двух катушек); переменное поле измерительного тока в катушке налагалось на

$\frac{1}{2}H_c$, т. е. как только цилиндр переходит в промежуточное состояние. То, что это восстановление сопротивления при $\frac{1}{2}H_c$ действительно связано с началом проникновения поля, было показано опытом с цилиндром эллиптического, а не кругового сечения; соответственно другому значению коэффициента размагничивания сопротивление начинает появляться при другом значении поля. Интересно упомянуть, что Лауз³⁸ впервые указал на то, что восстановление сопротивления при поле $\frac{1}{2}H_c$ в случае кругового цилиндра в по-

Наличие сопротивления в направлении, перпендикулярном внешнему полю, указывает на то, что осуществляется именно второй тип областей. Упомянем в связи с этим интересные опыты³⁹, которые показали, что шар в промежуточном состоянии имеет сопротивление перпендикулярно, но не параллельно внешнему полю, подтвердив этим почти непосредственно, что шар действительно состоит из чередующихся сверхпроводящих и нормальных слоев. Менее прямое подтверждение этого типа структуры дается опытами с шаром в переменном поле, также подтвердившими, что шар в промежуточном состоянии обладает анизотропным сопротивлением.

Поскольку в сверхпроводящих областях нет магнитной индукции и индукция в нормальных областях равна H_c , а средняя индукция есть значение B , наблюдаемое для всего образца, очевидно, что доля x всего вещества, находящаяся в нормальном состоянии, равна

$$x = \frac{B}{H_c}. \quad (7)$$

Однако для того чтобы можно было сказать что-нибудь об абсолютной толщине каждого слоя в отдельности, надо рассмотреть структуру промежуточного состояния более подробно.

Этот вопрос был исследован^{40, 41} теоретически методом, аналогичным тому, который употребляется при определении структуры областей спонтанного намагничивания в ферромагнетиках. Оказывается, что для образца с не равным нулю средним значением B энергетически наиболее выгодное распределение есть в действительности то, при котором образец состоит из большого числа чередующихся сверхпроводящих и нормальных слоев. Точное исследование показывает, что число слоев (a , следовательно, и их толщина) меняется изнутри тела по направлению к его поверхности: вблизи поверхности слои тоньше, чем глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, так что обычное макроскопическое описание ($B=0$) уже неприменимо к сверхпроводящим слоям у поверхности образца. Путем разветвления слои делаются толще (и потому меньше по числу) по направлению внутрь тела, как показано на рис. 9 для случая плоской пластинки в поперечном магнитном поле. Абсолютная величина наибольших толщин z_n и z_s слоев (т. е. толщина в центре тела) определяется „поверхностным натяжением“ α между сверхпроводящей и нормальной фазами (величина эта в настоящее время неизвестна) и длиной d тела в направлении магнитного поля. А именно: в случае плоской пластинки

$$z_n z_s^2 = \frac{32\pi\alpha}{H_c^2} (\sqrt{2}-1)^2 d^2; \quad \frac{z_n}{z_s} = \frac{B}{H_c - B}, \quad (8)$$

где B есть средняя индукция в образце [определяемая (6)].

Если мы напишем (для $B = \frac{1}{2} H_c$)

$$z_n = d_0^{1/3} d^{2/3} \quad (9)$$

$\left[d_0 = \frac{32\pi d}{H_c^2} (V^2 - 1)^2 \right]$, мы видим, что толщина слоев мала по сравнению с размерами тела только в случае, если размеры образца велики по сравнению с d_0 . Поскольку d_0 имеет размерность длины, естественно предположить, что это есть порядок величины глубины

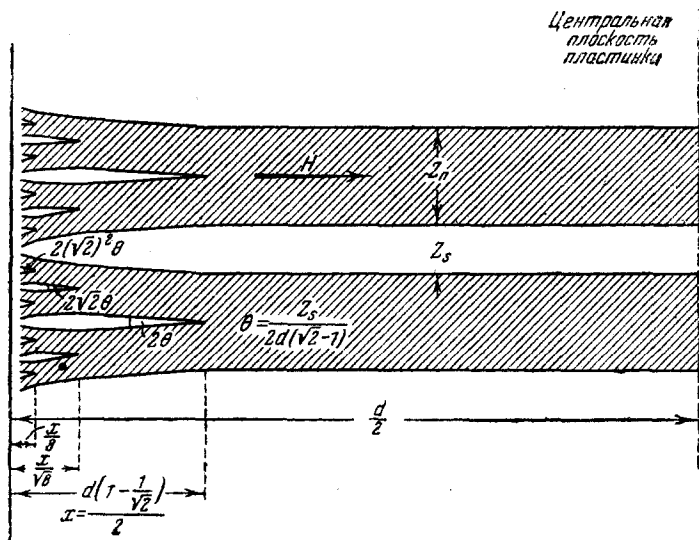


Рис. 9.

проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Действительно, если образец настолько мал, что его размеры сравнимы с величиной проникновения магнитного поля в сверхпроводник, самое понятие промежуточного состояния теряет смысл, и мы ничего не сможем сказать о том, как происходит сверхпроводящий переход в магнитном поле, до тех пор, пока мы не поймем поведения сверхпроводников малых размеров. Мы увидим в гл. VIII, что в настоящее время этот вопрос не ясен как с экспериментальной, так и с теоретической сторон. Однако имеющиеся в настоящее время данные указывают на то, что глубина проникновения — порядка величины 10^{-5} см, так что из (9) мы можем заключить, что толщина слоев в пластинке толщиной 1 см — порядка величины $2 \cdot 10^{-9}$ см. Очень трудно, однако, предложить метод измерения этой толщины, поскольку на поверхности пластинки она делается благодаря описанному выше разветвлению гораздо меньше и извне образец будет казаться вполне однородным.

Теория эта важна тем, что она показывает, что промежуточное состояние является в действительности не новым состоянием, а всего лишь особым рода „смесью“ обычных сверхпроводящей и нормальной фаз. Она, правда, не может объяснить некоторых других особенностей промежуточного состояния (которые мы опишем ниже), из которых часть, возможно, связана со свойствами очень тонких слоев, а эти слои, как показывает теория, должны находиться на поверхности образца. Именно, когда толщина разветвляющихся сверхпроводящих и нормальных слоев делается порядка d_0 (что имеет место вблизи поверхности образца), уже невозможно говорить об отдельных сверхпроводящей и нормальной фазах, и мы имеем какого-то рода „смешанную“ фазу, о свойствах которой можно сказать очень мало, пока мы не имеем более глубокой теории (т. е. теории, могущей объяснить свойства сверхпроводников малых размеров).

Мы переходим теперь к свойствам промежуточного состояния, для которых в настоящее время едва ли есть больше чем спекулятивные объяснения:

1. Наиболее важным из этих свойств является то, что сопротивление металла в промежуточном состоянии зависит от силы измерительного тока гораздо сильнее, чем можно было ожидать от влияния магнитного поля тока на поверхности образца. Поскольку ток должен течь нормально к слоям, а доля металла, находящаяся в промежуточном состоянии, равна $\frac{B}{H_c}$ (8), можно было бы ожидать, что сопротивление тока меняется как $\frac{B}{H_c}$, т. е. линейно от нуля до его полного нормального значения, независимо от слабого измерительного тока (см. пунктирную линию на рис. 8). В действительности, однако, как видно из рис. 8, сопротивление цилиндра в поперечном магнитном поле тем меньше, чем меньше измерительный ток, даже если его поле порядка $4 \cdot 10^{-3} H_c$ и вообще сопротивление сказывается меньше, чем следовало бы ожидать по линейному закону. Аналогично в экспериментах с переменным полем, описанных на стр. 468, было найдено, что среднее сопротивление шара уменьшается при уменьшении амплитуды переменного поля (т. е. при уменьшении силы токов Фуко в шаре) вплоть до амплитуд порядка H_c . В сравнительно большом интервале силы тока сопротивление в данном внешнем поле уменьшается грубо как логарифм тока, так что требуются очень чувствительные методы, если мы хотим экстраполировать к исчезающе малым токам. Употреблявшиеся до настоящего времени методы не позволяли экстраполировать к достаточно малым токам, но все же как опыты с переменным полем, так и некоторые недавние работы Мейсснера²⁸ с проволокой в поперечном поле (выполненные при помощи очень чувствительного потенциометрического метода) указывают на то, что сопротивление, возможно, исчезает совсем при равном нулю измерительном токе. Это предположение, однако, должно рассмат-

риваться как спекулятивное до тех пор, пока не будут получены дальнейшие экспериментальные подтверждения.

Повидимому, единственная возможность привести эти электрические свойства в согласие со слоистой картиной промежуточного состояния заключается в том, чтобы приписать аномальное поведение „смешанной“ фазе, которая, как было упомянуто, должна находиться на поверхности образца. Именно, мы должны предположить, что при очень слабом токе смешанная фаза имеет значительно меньшее сопротивление, чем сопротивление со стороны слоев внутри образца (возможно, что это сопротивление даже совсем исчезает в предельном случае равно нулю измерительного тока), и что это сопротивление растет при увеличении силы тока. Тогда при очень слабых токах сопротивление образца определялось бы главным образом свойствами смешанной фазы на поверхности образца, а при более сильных токах — главным образом свойствами слоистой структуры в середине образца. Таким образом согласно этой гипотезе мы должны ожидать, что при увеличении силы тока зависимость между сопротивлением и полем должна приближаться к линейной, и это находится в грубой согласии с наблюдениями. Для того чтобы исследовать эту гипотезу дальше, было бы необходимо изучить эффект изменения диаметра проволоки, но в настоящее время имеется очень мало данных в этом отношении.

2. Хотя магнитные эксперименты в случае длинного цилиндра в магнитном поле подтверждают, что поле действительно начинает проникать при $\frac{1}{2} H_c$, но сопротивление цилиндра в некоторых случаях начинает появляться лишь при несколько больших значениях поля. Так, в лейденских экспериментах появление сопротивления часто начиналось при $0,58 H_c$ (это видно на рис. 8; во избежание путаницы мы не указывали раньше на это обстоятельство). Недавние эксперименты Бартон⁴³ и Манна⁴³ и Мизенера⁴² показали, однако, что цифра $0,58 H_c$ получается только, если температура сравнительно гораздо ниже точки перехода, и что при приближении температуры к точке перехода (т. е. при небольших полях) происходит приближение к теоретическому значению $\frac{1}{2} H_c$ ⁴¹).

Зависимость этого свойства от температуры и тот факт, что оно наблюдается в очень чистых образцах, наводят на мысль, что непоявление сопротивления при $\frac{1}{2} H_c$ (т. е. в момент начала проникновения поля) может обуславливаться каким-то эффектом, аналогичным переохлаждению, но возможно также, что состояние с равным нулю сопротивлением между $0,5$ и $0,58 H_c$ является устойчивым и обуславливается каким-то свойством смешанной фазы на поверхности образца или вызвано небольшой толщиной нормальных слоев в начальных стадиях перехода. Отметим, что большинство экспери-

⁴¹) Это можно видеть также из некоторых лейденских данных³⁷.

ментов было произведено с довольно тонкими проволоками (радиус порядка 10^{-2} см), так что толщина слоев в промежуточном состоянии очень мала, особенно в начале перехода. Возможно, что аномалия с $0,58 H_c$ связана с аномальными свойствами таких тонких слоев, причем зависимость этого свойства от температуры обусловлена температурной зависимостью d_0 в уравнении (9) (т. е. изменением толщины слоев с температурой). В этом отношении представляли бы интерес систематические эксперименты с проволоками разного диаметра.

3. С предыдущим свойством, возможно, связано также явление временного запаздывания проникновения магнитного поля в образец в промежуточном состоянии. Де-Гааз и Энгелькес⁴⁴ показали, что после внезапного изменения внешнего поля распределение поля шара в промежуточном состоянии принимает свою окончательную форму только постепенно (временное запаздывание — порядка нескольких секунд вблизи начала промежуточного состояния, т. е. около $\frac{1}{2} H_c$ и уменьшается при увеличении проникновения поля, становясь ничтожно малым при полном проникновении поля). Однако никакого запаздывания не было обнаружено в опытах Шенберга, в которых измерялся магнитный момент шара; возможно, это связано с тем, что шар был в несколько раз меньше, чем употреблявшийся в Лейдене, но мы более склонны к мнению, что наблюдавшиеся временные эффекты имели не основную природу. Это подтверждается тем, что запаздывание было обнаружено для образцов не эллипсоидальной формы⁴⁵, в которых переход более сложен, чем для эллипсоидов (гл. IV). Поэтому возможно, что наблюдавшиеся эффекты обусловлены неправильностями формы (например отверстиями, просверленными в шаре для измерения внутреннего поля).

4. В некоторых случаях, когда магнитное поле уменьшается ниже H_c , образец оказывается находящимся в нормальном состоянии, пока поле не станет на 2—30% меньше H_c , вслед за чем магнитные свойства делаются внезапно такими, какими они должны быть в промежуточном состоянии⁴⁵. Родственным эффектом является, возможно, то, что сопротивление длинного цилиндра в продольном поле внезапно исчезает при поле, меньшем чем то, при котором сопротивление появляется при увеличении поля¹⁾ 37. Эти эффекты наблюдаются только в очень чистых образцах, но количественно никогда в точности не повторяются, так что, возможно, аналогичны переохлаждению в обычных фазовых переходах. Г. Лондон⁴⁶ указал на то, что такое переохлаждение может быть связано с поверхностным натяжением между сверхпроводящей и нормальной фазами, но точная зависимость не была выяснена.

1) Было, однако, найдено, что этот эффект сильно зависит от того, каким образом прикреплены к образцу потенциальные провода (причем он гораздо больше при впаянных, а не приваренных проводах), так что он может частично иметь вторичную природу, обусловленную каким-то эффектом сплавов в соединительных слоях.

Мы рассмотрели, таким образом, большинство явлений, связанных с переходом эллипсоидов между сверхпроводящим и нормальным состояниями, вызванными магнитным полем. Хотя общая природа этих переходов и ясна, но мы видим, что существует много деталей, которые еще нуждаются в объяснении. Однако, еще не ясно, которые из них являются основными, а которые обусловлены „неидеальными“ условиями. Мы увидим в гл. IV, что промежуточное состояние может объяснить также переходы, обусловленные самим током, а в гл. V мы познакомимся с термодинамикой промежуточного состояния.

IV. СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ КОЛЬЦО И РАЗРУШЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ТОКОМ

Многосвязное тело, например кольцо, существенно отличается от односвязного тела тем, что в нем можно индуцировать „полный“ ток, т. е. вокруг частей тела можно провести замкнутые контуры (нигде не пересекающие поверхности тела), которые охватывают отличный от нуля полный ток. Если рассматриваемое тело не сверхпроводящее, то всякий такой полный ток всегда связан с электрическим полем, так что выделяется джоулево тепло, и ток не может поддерживать самого себя. Однако в сверхпроводнике ток, как мы видели, имеет такую же природу, как и поверхностные токи, обуславливающие обычный магнетизм, и не связан с каким-либо электрическим полем, так что может течь неопределенно долго.

Для того чтобы продемонстрировать оригинальные магнитные свойства, обусловленные возможностью индуцирования таких „незатухающих“ полных токов, мы рассмотрим случай, который может быть исследован математически, а именно круговое кольцо¹⁾ с радиусом R , сделанное из проволоки с круговым сечением и радиусом r , малым по сравнению с R . Если самоиндукция кольца есть L , то всякое изменение магнитного поля H , нормального плоскости кольца, вызывает изменение полного тока i вокруг кольца, а именно:

$$L \frac{di}{dt} - \pi R^2 \frac{dH}{dt} = 0.$$

Это равенство выражает тот факт, что в сверхпроводящем кольце нет электродвижущей силы. Интегрируя, находим

$$Li = \pi R^2 (H - H_0), \quad (1)$$

где H_0 — есть значение поля, когда в кольце не было тока. Если бы в кольце не было тока, то оно имело бы магнитный момент, равный моменту длинной проволоки в поперечном магнитном поле (в первом приближении тот факт, что проволока согнута в кольцо, несущественен),

¹⁾ Результаты, которые не зависят от круговой симметрии кольца, применимы, конечно, к любому виду колец; другие же результаты лишь качественно справедливы для некруговых колец.

т. е. $\pi R i^2 H$ было бы моментом в поле H . Однако полный ток i дает кольцу дополнительный магнитный момент $\pi R^2 i$, который по порядку величины в $\left(\frac{R}{r}\right)^2$ раз больше предыдущего [в этом можно убедиться, подставляя для L уравнение (3), см. ниже, но качественно это очевидно из того, что момент, обусловленный током, порядка величины момента сферы с радиусом R , в то время как момент кольца без тока пропорционален только объему сверхпроводящего материала в кольце]. Конечно, такое разделение магнитного момента на две части является в действительности несколько искусственным, но оно удобно для описания действительного распределения тока, состоящего из поверхностных токов, неравномерно распределенных по сечению проволоки. Ток i изображает средний ток, текущий в одном направлении, в то время как токи, обуславливающие магнитный момент при $i = 0$, являются теми, которые остаются после вычитания i : грубо говоря, одинаковые токи в противоположных направлениях, текущие вдоль внутренней и внешней поверхностей кольца. Благодаря тому, что эти равные и противоположные токи текут так близко друг к другу, их магнитный момент мал по сравнению с моментом тока i , текущего в одном направлении.

Мы сразу видим из (1), что магнитные свойства кольца существенно отличаются от свойств односвязного тела, поскольку величина магнитного момента всецело определяется начальными условиями. Если, например, кольцо охлаждено ниже температуры перехода в отсутствие поля, т. е. $H_0 = 0$, то ток определяется

$$Li = \pi R^2 H. \quad (2)$$

Если же кольцо охлаждалось в поле H_0 , то ток определяется уравнением (1); в частности, если поле уменьшается до нуля после охлаждения, в кольце остается течь ток $\pi R^2 \frac{H_0}{L}$, соответствующий большому „парамагнитному“ моменту. Эта неоднозначность магнитного момента аналогична той, которую мы вывели для металла с бесконечной проводимостью, и проистекает из того факта, что ток вокруг кольца индуцируется таким образом, чтобы магнитный поток через отверстие кольца был постоянен. В отверстии кольца (или внутри металла с бесконечной проводимостью) $B = H$, так что индуцированный ток будет зависеть от начального значения H ; для односвязного сверхпроводника поверхностные токи тоже индуцируются так, чтобы магнитный поток через взятое сечение оставался постоянным, но здесь это постоянное значение всегда равно нулю, независимо от значения внешнего поля, в котором тело сделалось сверхпроводящим (в сверхпроводнике магнитная проницаемость равна нулю). Другими словами, различие между односвязным сверхпроводником и сверхпроводящим кольцом или любым просто бесконечно проводящим телом заключается в том, что в первом проницаемость равна нулю вдоль всякого сечения, независимо от того, какой поток проходил через него первоначально, — этот поток целиком „выталки-

вается", когда тело делается сверхпроводящим. Напротив, у вторых проницаемость в большей части (или во всем) сечения (например, отверстия в случае кольца) остается равной единице, так что поле H_z может оставаться в отверстии кольца даже тогда, когда оно сделалось сверхпроводящим (или, в случае бесконечно проводящего металла, внутри металла, после того как он сделался бесконечно проводящим).

Постоянство тока в сверхпроводящем кольце дает наиболее точное подтверждение равенства нулю сопротивления металла. Если с током была связана некоторая э. д. с., энергия терялась бы в виде джоулевого тепла, и ток бы затухал согласно уравнению

$$L \frac{di}{dt} + \omega i = 0$$

(ω — сопротивление кольца, т. е. отношение э. д. с. к силе тока), или

$$i = i_0 e^{-\frac{\omega t}{L}}.$$

Время затухания тока $\tau = \frac{L}{\omega}$ для металла при низкой температуре, но не сверхпроводящего, при любых практически употребляемых размерах кольца очень мало (обычно небольшая доля секунды).

Для сверхпроводника же, даже для кольца из очень тонкой проволоки или из тонкого слоя, нанесенного на несверхпроводящую проволоку (чтобы увеличить предполагаемое сопротивление), не могло быть обнаружено никакого затухания тока в течение нескольких часов. Этим путем можно найти верхний возможный предел значения, которое могло бы иметь ω из предела чувствительности экспериментального метода измерения.

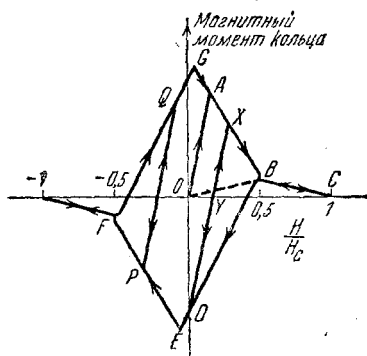


Рис. 10.

Возвращаясь к обсуждению магнитных свойств сверхпроводящего кольца, опишем теперь экспериментальные результаты. Шенберг³³ исследовал магнитные свойства, измеряя полный магнитный момент кольца методом измерения силы; заметим, что этот метод имеет тот недостаток, что можно употреблять только небольшие кольца и потому очень трудно сделать кольцо с достаточно постоянным поперечным сечением, что необходимо для точного сравнения с теорией. Измерялось^{47, 48} также поле в разных местах вокруг кольца, откуда и выводили магнитные свойства. На рис. 10 показано, каким образом магнитный момент кольца, охлажденного в отсутствии поля, изменяется при последующих

увеличениях и уменьшениях поля, нормального плоскости кольца (эта диаграмма является в действительности несколько идеализированным представлением экспериментальных результатов, которые в некоторых своих деталях искажены посторонними причинами, не представляющими здесь для нас интереса). Сначала магнитный момент увеличивается с полем, как объяснено выше. Если вычесть момент кольца в отсутствии полного тока, то наклон линии OA очень хорошо согласуется с уравнением (2); интересно заметить, что это совпадение подтверждает то, что ток течет только по поверхности кольца (отсутствие какого-либо тока в объеме сверхпроводника, конечно, заключено в условии $B=0$). Так, опыты показывают, что (2) подтверждается количественно, только если для L мы берем

$$L = 4\pi R \left(\lg \frac{8R}{r} - 2 \right), \quad (3)$$

т. е. значение, которое имеет L для чисто поверхностного тока составляющее для употреблявшихся колец около 10% значения

$$L = 4\pi R \left(\lg \frac{8R}{r} - \frac{7}{4} \right)$$

для тока, текущего по всему сечению кольца¹⁾.

Мы видим, что как только достигается точка A , уравнение делается непригодным, и ток начинает спадать по линейному закону при дальнейшем увеличении поля. Причиной этого является то, что полное поле на некоторой поверхности кольца (в данном случае на внешнем крае) достигает значения H_c , когда внешнее поле превышает определенное значение, которое мы вычислим непосредственно. Как только это происходит, в кольце появляется сопротивление, и ток уменьшается до значения, при котором максимальное поле на поверхности будет как раз равно H_c , т. е. так, что кольцо вновь делается сверхпроводящим. Таким образом ток уменьшается в части AB кривой намагничивания, причем кольцо во всей области OAB целиком сверхпроводяще; это доказывается тем, что уменьшение поля от любой точки x на AB вызывает изменение тока в согласии с (1) с „поверхностным“ значением Z , т. е. вдоль линии, параллельной OA . Измерение самоиндукции перемен-

¹⁾ Разница между этими двумя значениями L была особенно ясно показана некоторыми измерениями с переменным током, но из этих опытов нельзя, конечно, заключить, что ток был бы поверхностным при равной нулю частоте — поверхность переменного тока указывает только на очень полный скин-эффект и показывает поэтому, что удельное сопротивление сверхпроводящего металла очень мало по сравнению с сопротивлением в нормальном состоянии. Верхний предел, полученный для сопротивления в этих опытах, однако, не так низок, как получаемый методом, описанным на стр. 477; в употреблявшихся условиях скин-эффект значителен и в нормальном состоянии.

ным током также показало, что кольцо целиком сверхпроводящее в области AB , как и в OA ¹⁾.

Легко видеть, что поле на поверхности кольца имеет в области OAB максимальное значение на внешнем крае; так, здесь поле H_i полного тока и поле H_e , которое было бы здесь в отсутствии полного тока, имеют одинаковое направление. Если мы пренебрегаем поправочными членами порядка $\frac{r}{R}$, мы имеем $H_i = \frac{2i}{r}$ и $H_e = 2H$ (на внешнем крае), так что поле, соответствующее точке A , определяется из

$$2H + \frac{2i}{r} = H_e, \quad (4)$$

или, подставляя для i уравнение (2), имеем

$$H = \frac{Lr}{2\pi R^2} \frac{H_e}{1 + \frac{Lr}{\pi R^2}} \quad (5)$$

для поля, при котором ток начинает спадать.

За A , как уже было указано, ток не может уже иметь своего „полного“ значения $\frac{\pi R^2 H}{L}$, но делается таким, чтобы удовлетворить (4). Другими словами, в области BC кривой намагничивания ток приближенно определяется уравнением.

$$i = r \left(\frac{1}{2} H_e - H \right). \quad (6)$$

Мы видим, что как только внешнее поле H достигает значения $\frac{1}{2} H_e$, ток вообще исчезает (лучшее приближение показывает, что при $\frac{1}{2} H_e$ еще есть слабый ток, исчезающий скачком при дальнейшем увеличении поля). В то же время кольцо переходит в промежуточное состояние. При дальнейшем увеличении поля кольцо ведет себя в точности так же, как длинная проволока в поперечном поле, большем $\frac{1}{2} H_e$ (гл. III), поскольку уже не может быть никакого полного тока вокруг кольца (всякий ток, как бы он ни был мал, сделал бы поле на поверхности кольца превышающим H_e , и, кроме того, благодаря сопротивлению промежуточного состояния всякий такой ток затух бы). Действительно, в этой области многосвязность кольца уже не существенна; это было подтверждено экспериментально повторением измерений после разрезания кольца; опыт показывает, что намагничение в области BC одинаково для разрезанного и неразрезанного колец, в то время как намагничение в

¹⁾ Заметим здесь, что интерпретация области BC на кривой намагничивания, первоначально данная автором, определенно ошибочна.

области OAB сильно уменьшается при разрезании кольца (OB относится к разрезанному кольцу).

Как только внешнее поле достигает H_c , сверхпроводимость целиком разрушается, и не остается никакого магнитного момента. Если теперь поле опять уменьшается, область BC на рис. 10 повторяется, причем кольцо делается опять целиком сверхпроводящим, и дальнейшее уменьшение поля индуцирует в кольце ток в направлении, противоположном тому, в котором он индуцировался при увеличении поля (лучшее приближение показывает, что это происходит при поле, несколько меньшем чем $\frac{1}{2} H_c$, а именно: при $H = H_c \left(1 + \frac{r}{4R}\right)$. Таким образом мы должны были бы ожидать, что ниже $\frac{1}{2} H_c$ ток определяется уравнением (1) с $H_0 = \frac{1}{2} H_c$, поскольку в кольце не было тока при этом значении поля. Этот ток, индуцированный при уменьшении поля, не может, однако, никогда достичь полного значения, даваемого (1), так как при этом поле на поверхности кольца превысило бы H_c . Поле на поверхности кольца теперь наибольшее на внутренней стороне кольца (поскольку ток имеет теперь противоположное направление), и полное поле на внутренней экваториальной линии равно $2H - \frac{2i}{r}$. Если бы ток достиг своего полного значения $\frac{\pi R^2}{L} \left(H - \frac{1}{2} H_c\right)$, то это полное поле было бы равно

$$\frac{\pi R^2}{Lr} H_c - 2H \left(\frac{\pi R^2}{Lr} - 1 \right),$$

что всегда больше, чем H_c , если, как мы имеем здесь, $H < \frac{1}{2} H_c$ (легко показать, что безразмерное отношение $\frac{\pi R^2}{Lr}$ всегда больше единицы). Поскольку ток не может достичь своего полного значения, то, как и в области AB , он будет определяться условием, что полное поле на поверхности кольца (теперь на его внутренней стороне) равно как раз H_c . Другими словами, в области BD на рис. 10 ток определяется равенством

$$I = -r \left(\frac{1}{2} H_c - H \right).$$

Заметим, что наклоны AB и BD равны и противоположны (это тоже имеет место только в принятом нами приближении и если пренебрегается намагниченность, обусловленная не полным током). Совершенно аналогичные соображения показывают, что область EF определяется условием, что поле на внешней стороне равно H_c , FG — тем же для внутренней стороны и для GAB — опять для внешней. Мы видим, что наибольший „незатухающий“ ток, который может остаться в кольце в равном нулю поле, определяется

из $\frac{2i}{r} = H_c$ и может течь в обе стороны в кольце. На первый взгляд может показаться непонятным, почему линейная часть BD продолжается до E , так как казалось бы, что как только поле меняет направление, наибольшее значение поля должно было бы иметь на внешней экваториальной линии, где H_i и H_e имеют одинаковые направления. Однако лучшее приближение показывает, что значения H_i на внешнем и внутреннем экваторах отличаются на небольшую величину, пропорциональную $\frac{r}{R}$ (и аналогично для H_e), так что поле попрежнему остается максимальным на внутренней стороне на небольшом участке после изменения направления поля (а именно до E). Аналогично объясняется положение точки G .

Линия $ABDEFG$ ¹⁾ может рассматриваться как некоторая пограничная кривая, ограничивающая возможные значения, которые может иметь полный ток в кольце; везде внутри границы ток меняется при изменении поля согласно (1), т. е. вдоль линий, вроде DX или PQ , параллельных OA ; как только ток достигает точки на граничной кривой, дальнейшее изменение поля меняет ток вдоль самой граничной кривой. Эти соображения имеют некоторый практический интерес, так как они показывают, что для того, чтобы создать наибольший „незатухающий“ ток в кольце (в отсутствии поля), достаточно охладить кольцо в поле, соответствующем точке Y на рис. 10, и затем выключить это поле; если кольцо было охлаждено в отсутствии поля, было бы необходимо включить и выключить поле по крайней мере столь большое, как то, которое соответствует точке X .

Заметим здесь, что намагничение односвязного сверхпроводника также может обнаруживать гистерезисные явления, если тело обладает сложной формой. Как мы объясним непосредственно, возможно, что этот гистерезис обусловлен „вмерзанием“ силовых линий в сверхпроводящих кольцах. В некоторых опытах с короткими цилиндрами⁴⁷ с острыми краями была получена кривая намагничения (рис. 11) в поле, параллельном оси цилиндра. Раньше всего заметим, что в увеличивающихся полях кривая уже не поворачи-

¹⁾ Для полноты приведем уравнения для этой кривой, получаемые при лучшем приближении. А именно:

$$i = \mp r \left[\frac{1}{r} H_c - H(1 \pm \alpha) \right] \frac{1}{1 \pm \beta},$$

где

$$\alpha = \frac{r}{4R} \quad \text{и} \quad \beta = \frac{r}{2R} \left(\lg \frac{8r}{R} + 1 \right);$$

нижние знаки надо брать там, где поле равно критическому на внешней стороне, а верхние — где поле равно H_c на внутренней стороне (H_c надо брать отрицательным на участках диаграммы на левой ее части). Наблюдаемый магнитный момент содержит, конечно, также и член, обусловленный магнитными свойствами кольца в отсутствии полного тока.

вается резко, как в случае эллипсоида. Это можно истолковать как результат неравномерного распределения H_i в цилиндре, так что на острых краях, например, поле достигает H_c раньше, чем в остальном объеме образца.

Таким образом в течение перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние образец, возможно, состоит из сложной смеси сверхпроводящих, промежуточных и нормальных областей. Если опять уменьшать поле ниже H_c , то обнаруживается гистерезис¹⁾, несколько сходный с тем, который наблюдается у кольца (рис. 10). Возможным объяснением является то, что вследствие неравномерного распределения поля кольцо на поверхности образца может при уменьшении поля сделаться сверхпроводящим раньше, чем остальной объем образца.

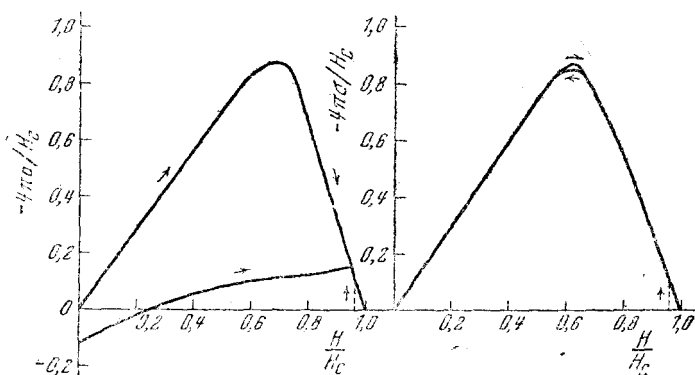


Рис. 11.

При дальнейшем уменьшении внешнего поля в этом кольце индуцировался бы ток, поддерживающий во внутренних областях поток магнитного поля постоянным и этим мешающий им сделаться вновь сверхпроводящими.

Заметим, однако, что возможность подобного образования сверхпроводящих колец в односвязном теле пока еще не была доказана теоретически, но наше качественное объяснение до некоторой степени подтверждается двумя другими экспериментальными фактами:

1) было найдено, что гистерезис на рис. 11 может быть значительно уменьшен закруглением краев цилиндра, что, возможно, делает распределение поля более однородным и согласно нашему объяснению откладывает образование сверхпроводящего кольца;

¹⁾ Форма этого гистерезиса независима от температуры (т. е. кривые намагничивания при разных температурах можно привести в совпадение простым изменением масштаба). Это обстоятельство позволяет различать этот гистерезис, обусловленный формой, от гистерезиса, происходящего от примесей, который зависит от температуры (гл. VI).

2) в поле, перпендикулярном, а не параллельном оси цилиндра, практически вовсе не было гистерезиса (рис. 11b). В этом случае вокруг направления поля нет никакой симметрии, и поэтому образец не может сделаться сверхпроводящим одновременно везде вокруг сечения, нормального полю.

Мы уже указывали на то, что когда магнитное поле тока на поверхности сверхпроводника превышает H_c , появляется сопротивление. В случае кольца в этом случае ток просто делается таким, чтобы сделать поле как раз равным H_c , и сопротивление исчезает вновь; но если ток поддерживается постоянным (посредством внешнего источника э. д. с.), сопротивление остается. Мы рассмотрим теперь изменения, которые происходят при разрушении сверхпроводимости током этим способом, и для простоты мы рассмотрим длинную цилиндрическую проволоку (с радиусом a), вдоль которой течет ток i .

Как только ток превысит значение $\frac{1}{2} a H_c$, поле на поверхности превысит H_c и, очевидно, сверхпроводимость начнет исчезать. Если мы предположим, как на первый взгляд кажется возможным, что переход в нормальное состояние происходит путем постепенного суживания внутренней сверхпроводящей области проволоки, мы сразу наталкиваемся на затруднения, аналогичные тем, которые рассматривались в гл. III в связи с переходом эллипсоида в нормальное состояние под влиянием внешнего магнитного поля. Действительно, если бы сверхпроводимость ограничивалась внутренней областью цилиндра, то весь ток шел бы по этой сверхпроводящей „сердцевине“ и, следовательно, производил бы на ее границе поле, даже большее, чем то, которое было первоначально на поверхности проволоки.

Разрушение сверхпроводимости должно было бы продолжаться до тех пор, пока вся проволока не перешла бы в нормальное состояние; это, однако, невозможно, поскольку тогда ток распределялся равномерно по всему сечению проволоки и поле было бы меньше чем H_c на большей части этого сечения (до радиуса $\frac{H_c a^2}{2i}$), так что эта часть не могла бы находиться в нормальном состоянии. Этот парадокс делается еще более резким, если мы рассмотрим, что происходит, когда проволока, в которой течет ток i , охлаждается ниже температуры перехода. Поскольку в нормальном состоянии магнитное поле тока увеличивается от нуля по мере удаления от оси проволоки, сверхпроводимость должна была появиться раньше всего вдоль оси. Но в таком случае весь ток сразу пошел бы в этой сверхпроводящей области и создал бы очень большое поле на ее границе, так что сверхпроводимость должна была бы опять исчезнуть.

Как и в случае эллипсоида в однородном поле, парадокс показывает, что переход должен происходить более сложным образом. Лондон⁴⁹ показал, что поскольку „сердцевина“

провода не может быть ни сверхпроводящей, ни нормальной, она должна быть в промежуточном состоянии с $H = H_c$. Легко видеть, каким образом будет тогда возрастать сопротивление по мере увеличения тока. Пусть $i = \frac{1}{2} a H_c$ и пусть x есть полный ток внутри цилиндра с радиусом r . Везде внутри находящейся в промежуточном состоянии „сердцевины“ поле равно H_c , так что

$$\frac{2x}{r} = H_c. \quad (7)$$

В частности, если r_0 есть радиус „сердцевины“, а x_0 — ток в ней, то

$$\frac{2x_0}{r_0} = H_c. \quad (8)$$

Плотность тока j определяется $\frac{1}{2\pi r} \frac{dx}{dr}$, или согласно (7)

$$j = \frac{H_c}{4\pi r} = \frac{x}{2\pi r^2}, \quad (9)$$

так что на границе „сердцевины“ $j_0 = \frac{x_0}{2\pi r_0^2}$. Но на границе между нормальной и промежуточной областями оба состояния переходят друг в друга непрерывно, так что плотность тока тоже должна быть непрерывна на границе.

В нормальной области вне „сердцевины“ плотность тока постоянна и равна $\frac{i - x_0}{\pi(a^2 - r_0^2)}$; приравнявая это j_0 , находим

$$2r_0^2 \left(\frac{1}{x_0} - 1 \right) \frac{1}{(a^2 - r_0^2)} = 1. \quad (10)$$

Полагая $\frac{r_0}{a} = \rho$ и $\frac{2i}{aH_c} = \lambda$ (λ есть отношение поля на поверхности проволоки к критическому, так что $\lambda > 1$), переписываем (8) и (10) в виде

$$\frac{x_0}{r} = \frac{\rho}{\lambda} = \frac{2\rho^2}{1 + \rho^2}, \quad (11)$$

так что

$$1 + \rho^2 - 2\lambda\rho = 0, \quad (12)$$

откуда

$$\rho = \lambda - \sqrt{\lambda^2 - 1} \quad (13)$$

(при другом знаке перед корнем было бы $\rho > 1$).

Если полное нормальное сопротивление проволоки есть w_0 , а сопротивление для тока i есть w , сопротивление нормальной области вокруг „сердцевины“ есть $\frac{w_0 a^2}{a^2 - r_0^2}$, или $\frac{w_0}{1 - \rho^2}$, так что для

того, чтобы электрическое поле было постоянным во всем сечении проволоки, должно быть

$$\frac{w_0(i - x_0)}{1 - \rho^2} = wi. \quad (14)$$

Подставляя (11) и (13), находим

$$\frac{w}{w_0} = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\lambda^2}} \right). \quad (15)$$

Таким образом сопротивление скачком возрастает до половины своего полного значения, как только $i = \frac{1}{2} aH_c$ ($\lambda = 1$), а затем продолжает возрастать с дальнейшим увеличением тока, достигая полного значения только асимптотически (рис. 13а). Удобнее будет отложить обсуждение экспериментальных результатов о разрушении сверхпроводимости током до тех пор, пока мы не разовьем некоторые дальнейшие теоретические рассуждения.

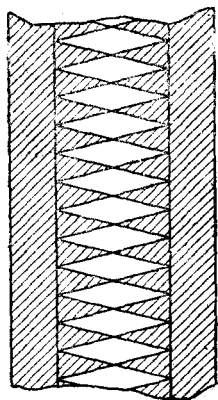


Рис. 12.

Заметим, что уравнение (12), выведенное из условия непрерывности плотности тока на поверхности „сердцевины“, может быть выведено также из условия минимальности джоулева тепла W , выделяемого во всей проволоке. Джоулево тепло W , выделяемое в единицу времени, есть w_i , или с помощью (8) и (14)

$$W = w_0 i \frac{i - x_0}{1 - \rho^2} = \frac{w_0 i^2 \left(1 - \frac{\rho}{\lambda} \right)}{1 - \rho^2},$$

и, дифференцируя по ρ , легко убедиться в том, что условие минимума W действительно совпадает с (12).

Мы пока еще ничего не говорили о структуре металла в промежуточном состоянии в „сердцевине“, которая, очевидно, отлична от той, которую мы рассматривали в гл. III, поскольку ввиду наличия тока силовые линии здесь являются круговыми, а не прямыми. Из выражения (9) для плотности тока внутри „сердцевины“ мы видим, что промежуточное состояние должно состоять из смеси сверхпроводящих и нормальных областей, расположенных вроде того, как изображено на рис. 12.

Так, поскольку плотность тока увеличивается при приближении к оси как $\frac{1}{r}$, а электрическое поле постоянно, то сопротивление параллельной оси нити на расстоянии r должно тоже расти пропорционально r , так что толщина слоев должна изменяться линейно с r , причем нормальные слои делают толще по мере удаления от оси, пока они не заполняют всю длину проволоки на границе „сердцевины“; сверхпроводящие же слои делают толще

по мере приближения к оси. На самой оси металл должен был бы быть согласно этим соображениям целиком сверхпроводящим, но можно легко видеть, что по очень тонкой нити вдоль оси цилиндра должен течь лишь исчезающе малый ток, так что это не ведет к противоречиям.

Как и в случае эллипсоида во внешнем поле, масштаб структуры, т. е. число слоев на единицу длины проволоки, зависит от радиуса „сердцевинки“ и от поверхностного натяжения между сверхпроводящей и нормальной фазами.

Число слоев на единицу длины не может быть вычислено точно (из-за математических трудностей), но имеет порядок величины $\frac{1}{\sqrt{a_0 r_0}}$. Значение B в промежуточной „сердцевине“ меняется от H_c на ее границе до 0 на оси; именно легко показать, что в всякой точке в „сердцевине“ B равно

$$B = \frac{r}{r_0} H_c.$$

Результат (15) показывает также, каким образом должно было бы исчезать при охлаждении сопротивление проволоки, в которой течет постоянный ток i . В этом случае параметр меняется благодаря изменению H_c с температурой. Выше температуры перехода T_0 , H_c равно нулю и $\lambda = \infty$, так что $\omega = \omega_0$.

Как только температура делается ниже T_0 , λ делается конечным и уменьшается при дальнейшем понижении температуры, так что сопротивление падает согласно уравнению (15). Это продолжается, однако, только до $\lambda = 1$, т. е. до тех пор, пока критическое поле не достигнет значения $\frac{2i}{a}$, вслед за чем сопротивление от половины своего нормального значения скачком падает до нуля, и проволока делается целиком сверхпроводящей.

В течение процесса охлаждения промежуточная сердцевина появляется при температуре T_0 и затем растет, пока не займет всего объема проволоки, как раз перед внезапным скачком сопротивления. При дальнейшем понижении температуры такая структура делается неустойчивой и заменяется сверхпроводящим состоянием во всей проволоке.

Изменение сопротивления с температурой для различных токов, выведенное из этих соображений, приведено на рис. 13b (на этой диаграмме предположено, что H_c линейно зависит от $T_0 - T$, что справедливо при достаточно малых $T_0 - T$). Теперь делается более ясно, почему в гл. I упоминался в качестве одного из условий для вполне внезапного скачка сопротивления исчезающе малый измерительный ток. Кривые перехода, вроде изображенных на рис. 13b, были в действительности наблюдаемы экспериментально де-Гаазом и Фохтом⁵⁰, но употреблявшиеся токи были слишком малы для того, чтобы дать больше чем качественное подтверждение теории.

На рис. 13а мы показываем, каким образом должно согласно (15) восстанавливаться ток со сопротивления при постоянной температуре.

Этот вопрос труден для экспериментального исследования, поскольку для этого требуются большие токи; как только появляется некоторое сопротивление, выделяется большое количество джоулева тепла, вследствие чего трудно поддерживать постоянную температуру. Алексеевский⁵¹ преодолел это затруднение остроумным методом погружения образца в жидкий гелий ниже λ -точки (гелий II), который благодаря своей огромной теплопроводности может увести джоулево тепло достаточно быстро для того, чтобы предотвратить повышение температуры.

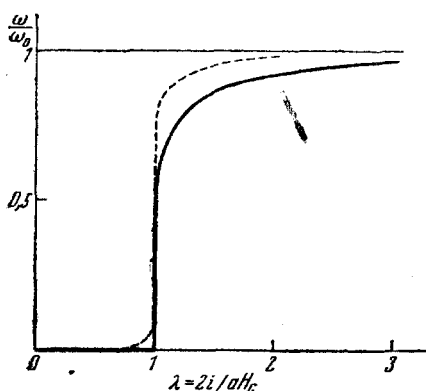


Рис. 13а.

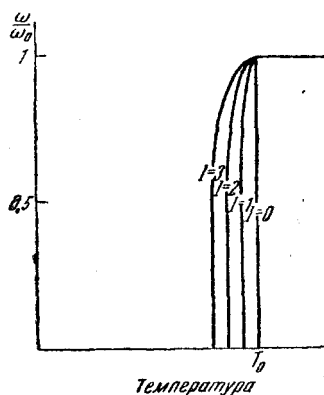


Рис. 13б.

Интересно упомянуть, что если производить этот же эксперимент выше λ -точки (как в лейденских работах по разрушению сверхпроводимости током), то проволока немедленно изолируется от жидкости слоем газа, и джоулево тепло часто достаточно для плавления проволоки сопровождающимся взрывным кипением жидкого гелия. Эксперименты Алексеевского (пунктирная линия на рис. 13а) показали, что в монокристаллической оловянной проволоке действительно происходит скачкообразное восстановление сопротивления при силе тока, в точности равной той, которая предсказывается гипотезой Сильсби; однако скачкообразное увеличение давало сопротивление, равное $w = 0,8 w_0$, вместо теоретической величины $0,5 w_0$.

За этим скачкообразным увеличением следовало более медленное возрастание, но не такое медленное, как должно было бы быть согласно теории, и $\frac{w}{w_0}$ достигало единицы при токе, примерно вдвое большем, чем критический, вместо того, чтобы приближаться к единице асимптотически. Причина этих расхождений еще не ясна.

Экспериментальные условия, повидимому, исключают возможность заметного увеличения температуры (диаметр проволоки был всего 0,01 см), так что ввиду хорошей теплопроводности олова не могло быть заметной разницы в температурах внутри и вне проволоки, и проволока была, пожалуй, в точности цилиндрической.

Ввиду этого возможно, что наблюдаемое расхождение с теорией имеет глубокую природу, вероятно, такого же рода, как разница между экспериментальным 0,58 и теоретическим 0,50 в восстановлении сопротивления поперечным магнитным полем (см. выше). Как и там, теория, возможно, перестает быть справедливой ввиду того, что толщина слоев в промежуточном состоянии делается слишком малой (толщина слоев на рис. 12 уменьшается с диаметром проволоки), и здесь опять представляли бы интерес опыты со значительно более толстыми проволоками.

Производились также эксперименты с разрушением сверхпроводимости током в присутствии магнитного поля, параллельного току. Как и следовало ожидать, критический ток уменьшается с увеличением приложенного магнитного поля, обращаясь в нуль при поле, равном H_c . Величина скачкообразного повышения сопротивления сначала несколько падала ниже 0,8, но для больших полей увеличивалась выше 0,8, приближаясь к 1, когда поле приближается к H_c .

Наличие магнитного поля очень усложняет теоретическое определение хода восстановления сопротивления, поскольку распределение поля не может же рассматриваться как двухмерное, но некоторые соображения указывают на то, что решение, вероятно, будет содержать смешанное состояние, упоминавшееся в гл. III. Если вместо того, чтобы изображать изменение сопротивления как функцию тока при постоянном внешнем магнитном поле, изображать его как функцию поля при разных постоянных токах, получаемая кривая качественно похожа на рис. 13b (причем абсцисса изображает поле вместо температуры). Это было найдено де-Гаазом и Фогтом для случая слабых измерительных токов, употребляющихся в обычных измерениях сопротивления. Разрушение сверхпроводимости сильным током в присутствии поперечного магнитного поля еще не было исследовано экспериментально. Теоретически вопрос усложняется в этом случае отсутствием круговой симметрии распределения поля и также не был еще исследован.

В связи с вопросом об эффекте тока упомянем интересные опыты Штарка и Штейнера⁵². В этих опытах катушка, соединенная с баллистическим гальванометром, была намотана на полый цилиндр, как показано на рис. 14, так что силовые линии тока, текущего через цилиндр, охватываются катушкой. В их экспериментах цилиндр, в котором течет ток, охлаждался, и наблюдалось внезапное отклонение гальванометра, соответствовавшее резкому выталкиванию из металла всех силовых линий, когда

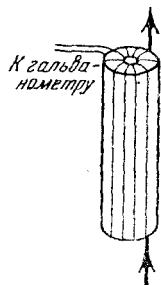


Рис. 14.

он делался сверхпроводящим (отклонение гальванометра было равно тому, которое получалось при выключении тока, когда цилиндр был в нормальном состоянии). Это представляет собой наиболее непосредственное подтверждение того факта, что ток делается целиком поверхностным, когда металл становится сверхпроводящим¹⁾. Тот же экспериментальный метод с соответствующими модификациями мог бы быть использован для верифицирования промежуточных стадий перехода в сверхпроводящее состояние, т. е. для того, чтобы показать перераспределение поля (именно, конечно, распределения B) в то время, как в цилиндре растет промежуточная „сердцевина“²⁾. Это могло бы дать более подробную проверку теории, чем это возможно из измерений одного только сопоставления; в частности можно было бы проверить предположение о равенстве поля в „сердцевине“ критическому.

(Продолжение в следующем номере)

ЛИТЕРАТУРА

1. См., например, Jackson, Low temperature physics, Chap. V, 1934.
2. Kamerlingh-Onnes, Leiden Comm., 112b, 1911.
3. Kurtl a. Simon, Proc. Roy. Soc., 151, 610, 1935.
4. de Haas a. Voogd, Leiden Comm., 187b, 1927.
5. Kamerling-Onnes a. Tuyn, Leiden Comm., Supp., 50a, 1924.
6. Kamerling-Onnes, Leiden Comm., 141b, 1914.
7. Keesom a. Kamerlingh-Onnes, Leiden Comm., 174a, b, 1925.
8. Daunt, Keeley a. Mendelssohn, Phil. Mag., 23, 264, 1937; Hirschlaiff, Proc. Camb. Phil. Soc., 33, 140, 1937.
9. Meissner a. Steiner, Z. Physik, 76, 201, 1932; McLennan, McLeod a. Wilhelm, Trans. Roy. Soc. Canada, 23, 111, 269, 1929.
10. McLennan, Hunter a. McLeod, Trans. Roy. Soc. Canada, 24, 111, 3, 1930.
11. Keesom a. Kok, Leiden Comm., 221e, 1932; 230c, 1935.
12. de Haas a. Kinoshita, Leiden Comm., 187b, 1927.
13. McLennan, Allen a. Wilhelm, Trans. Roy. Soc. Canada, 25, 111, 1, 1931.
14. Keesom a. Kok, Leiden Comm., 230e, 1934.

¹⁾ Упомянем, что поверхностность токов была подтверждена также Мейснером и Гейденрейхом²⁸, изучавшими распределение поля вокруг двух соседних цилиндрических сверхпроводников, по которым шел ток. Распределение поля в этом случае зависит от распределения тока в каждом цилиндре (для одного цилиндра распределение внешнего поля, конечно, не зависит от распределения тока).

²⁾ Дырки в цилиндре, однако, изменяют структуру, рассмотренную нами для массивных цилиндров; поскольку поле должно исчезать на внутренней поверхности цилиндра, там не может существовать промежуточное состояние. Подробное рассмотрение этого вопроса показывает, что на внутренней стороне должно находиться смешанное состояние (гл. III), за которым следует промежуточное состояние, и, наконец, иногда нормальное состояние.

15. Borelius, Keesom, Johansson u. Linde, Leiden Comm., 217c, 1931; Supp., 70a, 1932; Keesom u. Matthijs, Physica, 5, 1, 1938; Burton, Tarr a. Wilhelm, Nature, 136, 141, 1935; Steiner u. Grassmann, Physik. Z., 36, 527, 1935.
16. de Haas a. Bremmer, Leiden Comm., 214d, 1931; 220b, c, 1932; Mendelssohn a. Pontius, Phil. Mag., 24, 777, 1937.
17. См. Burton и др., The phenomenon of Superconductivity, Toronto University Press, 1934.
18. H. London, Nature, 183, 497, 1934.
19. Sizoo, de Haas u. Kamerlingh-Onnes, Leiden Comm., 180b, c, 1925, 1926.
20. de Haas a. Voogd, Leiden Comm., 212c, d, 1931.
21. de Haas, Leipzig. Vorträge, 1933, 68.
22. Kamerlingh-Onnes, Leiden Comm., 133a, 1913; Tuyn a. Kamerlingh-Onnes, Leiden Comm., 174a, 1925.
23. Silsbee, J. Wash. Acad. Sci., 6, 597, 1916; Proc. Nat. Acad. Am., 13, 516, 1927.
24. Meissner u. Ochsenfeld, Naturwiss., 21, 787, 1933.
25. F. a. H. London, Proc. Roy. Soc., 149, 71, 1935; Physica, 32, 341, 1935.
26. Peterls, Proc. Roy. Soc., 155, 613, 1936.
27. F. London, Physica, 3, 450, 1936.
28. Meissner u. Ochsenfeld, Naturwiss., 21, 878, 1933; Meissner u. Heidenreich, Physik. Z., 37, 449, 1936.
29. Tarr a. Wilhelm, Trans. Roy. Soc. Canada, 28, 111, 61, 1934.
30. Mendelssohn a. Babbitt, Proc. Roy. Soc., 151, 316, 1935.
31. de Haas u. Casimir-Jonker, Physica, 1, 291, 1934.
32. de Haas u. Guinau, Physika, 3, 182, 534, 1936.
33. Shoenberg, Proc. Roy. Soc., 142, 10, 1935; 155, 712, 1936.
34. Shoenberg, Proc. Camb. Phil. Soc., 33, 559, 577, 1937.
35. Daunt, Phil. Mag., 24, 361, 1937.
36. Kurti a. Simon, Proc. Roy. Soc., 151, 610, 1935.
37. de Haas a. Voogd, Leiden Comm., 212c, 1931; de Haas, Voogd u. Jonker, Physica, 1, 281, 1933.
38. von Laue, Physik. Z., 33, 793, 1932.
39. Nature, 139, 589, 1937.
40. Nature, 141, 688, 1938.
41. Phys. Z. Sow. Union, 1¹, 129, 1937.
42. Миснер, выйдет в скором времени.
43. Burton a. Mann, Nature, 1937.
44. de Haas u. Engelkes, Physica, 4, 325, 1937.
45. Shoenberg, Proc. Camb. Phil. Soc., 33, 260, 1937; Mandelssohn u. Pontius, Physica, 3, 327, 1936; Nature, 138, 29, 1936.
46. H. London, Proc. Roy. Soc., 152, 650, 1935.
47. Phys. Z. Sow. Union, 10, 231, 1936.
48. Grayson Smith a. Wilhelm, Proc. Roy. Soc., 157, 132, 1936.
49. F. London, Une nouvelle conception de la supraconductibilité, p. 66. Hermann et Cie, 1937.
50. de Haas a. Voogd, Leiden Comm., 214c, 1931.
51. Алексеевский, Журн. теор. и эксп. физики, № 3, 1938.
52. Stark u. Steiner, Physik. Z., 38, 277, 1937.