

НОВЫЕ РАБОТЫ ПО СВЕРХПРОВОДИМОСТИ*

В. Мейсснер, Мюнхен

1. Возникновение сверхпроводимости

Кеезом обнаружил, что при очень низких температурах, могущих быть полученными при кипении жидкого гелия под пониженным давлением, некоторые металлы становятся сверхпроводящими. Так например у алюминия сверхпроводимость наступает при $1,14^{\circ}\text{K}$, у цинка — при $0,79^{\circ}\text{K}$. В противоположность этому, по данным того же Кеезома, золото при $0,73$, серебро, магний и вольфрам при $0,74$, висмут, железо и никель при $0,75$ и платина при $0,77^{\circ}\text{K}$ еще не обнаруживают сверхпроводимости. Точно так же и фосфористая бронза при температуре в $0,75^{\circ}\text{K}$ обладает еще нормальным сопротивлением, из чего Кеезом заключает, что и медь, по которой, несомненно, и протекает ток в проводнике из фосфористой бронзы, не приобретает свойств сверхпроводника при этой температуре.

Симон и Кюрти установили, что кадмий становится сверхпроводящим при температуре около $0,6^{\circ}\text{K}$. Эти исследователи получали столь низкую температуру путем размагничивания магниево-аммониевого сульфата.

Всего до настоящего времени известно 14 чистых металлов, обнаруживающих сверхпроводимость. Существует ли состояние сверхпроводимости и для других металлических элементов, в частности для одновалентных металлов, можно надеяться, будет выяснено скоро, — тогда, когда будут получены еще более низкие, в настоящее время не достигнутые температуры. Получение этих низких температур, вероятно, окажется возможным при помощи магнитокалориметрического метода.

Вопрос о том, изменяется ли точка перехода в сверхпроводящее состояние при замене постоянного тока на высокочастотный, новыми измерениями Буртона, Вильгельма, Питта и Юнга (в Торонто, США) решен в отрицательном смысле: вплоть до частот в $3 \cdot 10^7$ герц точка перехода остается неизменной. Вследствие этого отпадают все заключения, сделанные на основании прежних работ этих исследователей, имевших обратные результаты.

* Из докладов, прочитанных на X Германском физико-математическом съезде в Бад-Пирмонте (10—15 сентября 1934 г.), Phys. Z. 35, 931—938, 1934; перевод Н. Хлебникова.

и изолятором не является существенным для возникновения сверхпроводимости.

Совершенно иное обнаружилось в случае наиболее тонких из исследованных слоев олова: несмотря на то, что скачок сопротивления существует, остаточное сопротивление имеет значительную величину. Из этого авторы цитируемой работы выводят заключение, что поверхность раздела между сверхпроводником и изолятором играет существенную роль в явлении сверхпроводимости. Они считают при этом, что между слоем олова и слоем покрывающего металла, наносившимся также электролитически, не могло возникнуть в заметных размерах диффузии и, следовательно, образования сплава. Однако, принимая во внимание большую величину остаточного сопротивления, наблюдаемую для тонких слоев и указывающую на то, что эти слои нельзя уже представлять себе сплошными, можно предполагать как раз обратное, а именно — что атомы покрывающего слоя проникают в междучастичные промежутки слоя олова и что это как раз и вызывает появление остаточного сопротивления. Это предположение тем более правдоподобно, что из прежних опытов Гольма и автора известно, что места соприкосновения между сверхпроводниками не обнаруживают сопротивления. Из этого очевидным образом следует, что даже не вполне сплошной слой олова должен быть сверхпроводящим, если только промежутки между отдельными частицами олова не заполнены несверхпроводящим веществом.

Цитируемые исследователи изучали также покрытие слоев олова пленками из изоляторов. Сверхпроводимость при этом сохранялась. Однако при том способе, которым производилось покрытие непроводником, нельзя быть уверенным в том, что частицы его проникали в промежутки между частицами олова.

За последнее время в Торонто велись также (Алленом) обстоятельные исследования сверхпроводимости сплавов. Результаты этих изысканий в общем согласуются с теми, которые были получены ранее в Шарлоттенбургской лаборатории низких температур: кривая, выражающая зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от содержания составных частей сплава, позволяет сделать вполне определенные заключения относительно его состава. Известное расхождение результатов имеется только для сплава таллия с оловом. Это расхождение, однако, может быть объяснено различием в предварительной обработке материала: в наших опытах отжиг был всегда более длительным.

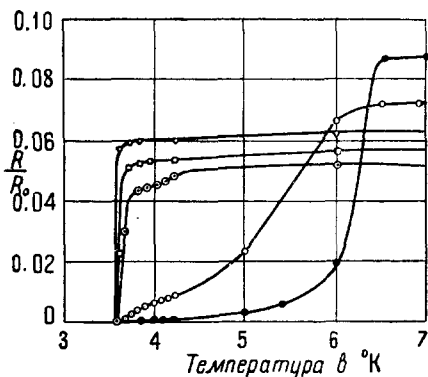
О том, насколько существенно влияние предварительной обработки, можно судить по рис. 2, на котором приведены результаты опытов Аллена над эвтектическим сплавом таллия с оловом, содержащим 45% первого. Этот сплав отличается той замечательной особенностью, что кривая перехода идет тем круче, чем более сильной вальцовке подвергался сплав. Обычно, особенно в случае чистых металлов, бывает как раз наоборот: кривые перехода для более твердых образцов идут положе кривых для более мягких,

отожженных. Возможно, что при вальцовке эвтектических сплавов составные части, обуславливающие сверхпроводимость, приходят в более тесное соприкосновение между собой.

По вопросу о сверхпроводимости химических соединений за последнее время не опубликовано ничего существенно нового.

2. СВЯЗАННЫЕ С СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ. Число электронов сверхпроводимости. Теория

Если, не изменяя температуры сверхпроводника, подвергнуть его действию постепенно усиливающегося внешнего магнитного поля, то при некотором определенном („критическом“) значении напря-



- Литой
- Протянут. до 50 % первоначальн. толщины
- ◉ Провальцованн. до 4,5 % начальн. толщины
- " " 1,5 " " "
- ▽ " " 0,5 " " "

Рис. 2. Кривые перехода для эвтектического сплава олова с таллием, содержащего 45% таллия (по Аллену)

женности сверхпроводимость исчезает. Пользуясь длинной цилиндрической проволокой и измеряя напряженность поля, на достаточном расстоянии от нее можно наблюдать (по данным прежних исследований Лейденской лаборатории) следующее: критическая напряженность в случае поля, перпендикулярного к оси проволоки, приблизительно вдвое меньше напряженности критического поля, параллельного оси. Этот факт около двух лет тому назад был объяснен Лауэ, приложившим (следуя методу Липпмана) максвелловскую теорию к идеальному проводнику с постоянной магнитной

проницаемостью, равной единице. Объяснение сводилось к следующему: существенной для уничтожения сверхпроводимости является тангенциальная слагающая магнитного поля, которая в случае поперечного поля вдвое больше, чем в случае продольного, так как в первом из этих случаев силовые линии (которые согласно максвелловской теории не могут проникать внутрь сверхпроводника) уплотняются на поверхности проволоки.

Выводы Лауэ были подтверждены опытами де-Гааза, Воогда и Казимир-Ионкер в Лейдене. В случае проволоки круглого сечения критическое значение напряженности H поперечного магнитного поля оказалось равным 58% критической напряженности для продольного поля. Для проволоки с эллиптическим сечением данные приведены в табл. 1.

Таким образом качественно результаты Лауэ подтверждаются. В деталях имеются расхождения, которые могут быть объяснены тем, что, как это следует из новейших опытов де-Гааза и Казими-

ТАБЛИЦА 1
Проволока с эллиптическим сечением

Направление поля	Критическое значение H	
	вычисленное	наблюденное
оси проволоки	65,0	67,2
⊥	40,59	54,5

мир-Ионкер, результаты которых не были известны Лауэ, магнитное поле проникает в сверхпроводник лишь постепенно. Поэтому наличие сопротивления обнаруживается лишь при напряженностях поля, больших, чем соответствующие исчезновению сверхпроводимости в поверхностном слое.

Прежде чем перейти к этим измерениям, следует остановиться на явлениях гистерезисного характера. Снимая при неизменном внешнем магнитном поле кривые перехода в сверхпроводящее состояние, де-Гааз, Воогд и Казимир-Ионкер получили изображенную на рис. 3 петлю гистерезиса. Нужно отметить, что при снятии каждой точки, во избежание помех со стороны термоэлектродвижущих сил, измерительный ток коммутировался. Работа велась с компенсационной схемой.

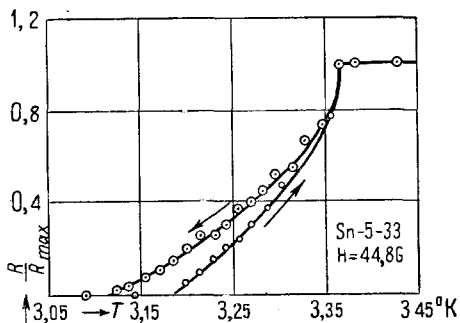


Рис. 3. Обнаруживающие гистерезис кривые перехода для монокристалла олова в постоянном поперечном магнитном поле (по де-Гаазу, Воогду и Ионкер)

Автору также приходилось наблюдать, при работе с монокристаллами олова в слабом магнитном поле (в поле Земли), гистерезисные петли (рис. 4). При этом, однако, измерительный ток не коммутировался, и сопротивление определялось просто по отклонению гальванометра, на который подавалась разность потенциалов с концов исследовавшегося сверхпроводника. Как легко видеть, при отсутствии коммутации измерительного тока явления гистерезиса выражены более ярко. Это без сомнения находится в связи с изменением магнитной проницаемости сверхпроводника, происходящим при возникновении сверхпроводимости, — явление, открытое автором в сотрудничестве с Оксенфельдом. Именно явления гистерезиса и привели впервые автора к мысли о возможности изменения магнитной проницаемости. В случае если бы при появлении сверхпрово-

димости не происходило изменения распределения измерительного тока и его магнитного поля, не было бы никаких оснований и для возникновения явлений гистерезиса.

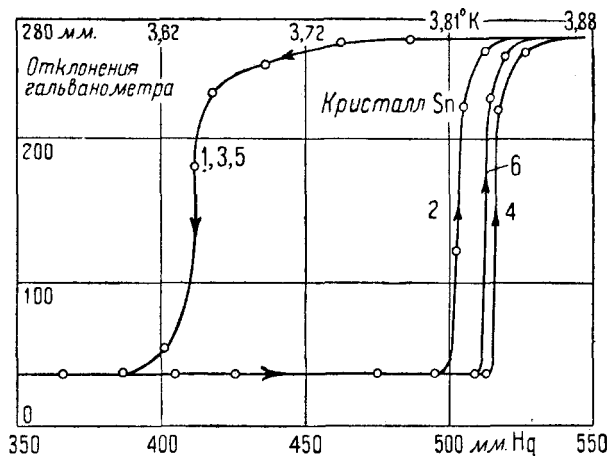


Рис. 4. Обнаруживающие гистерезис кривые перехода — для монокристалла олова при отсутствии магнитного поля и без переключения измерительного тока (по Мейсснеру)

Об изменении магнитной проницаемости, происходящем при наступлении сверхпроводимости, автор уже докладывал на прошлогоднем Физическом съезде. За этот промежуток времени измерения, в которых с февраля 1934 г. принимает участие д-р Гейденрейх, были уточнены, и по данному вопросу была напечатана несколько более полная статья (в Z. f. Ges. Kälteind.). Поэтому сейчас автору хотелось бы остановиться только на нескольких основных моментах.

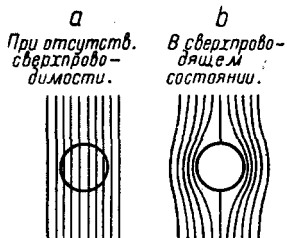


Рис. 5. Изменение распределения магнитного поля при переходе образца в сверхпроводящее состояние (по Мейсснеру)

Если понижать температуру по возможности длинного проводника цилиндрического сечения, помещенного в перпендикулярном его оси слабом магнитном поле, то при переходе проводника в сверхпроводящее состояние силовые линии поля оказываются как бы вытесненными изнутри проводника и располагаются приблизительно так, как это показано на рис. 5б. Распределение поля исследовалось с помощью маленькой пробной катушки, соединенной с баллистическим гальванометром и могшей поворачиваться на 180° . Этим путем можно было определять напряженность поля как после возникновения сверхпроводимости, так и до этого момента, когда она

имела величину около 5 гаусс. Исходное положение плоскости катушки можно было изменять. Это давало возможность определять направление наибольшей интенсивности поля. В новейших измерениях катушка могла перемещаться вокруг сверхпроводника по двум различным окружностям, что позволило снять распределение поля во всем пространстве, окружающем сверхпроводник. На рис. 6 маленькими черточками показаны положения плоскости катушки, соответствующие наибольшему баллистическому отклонению при помещении катушки в различные точки обеих окружностей (диаметр которых равнялся 12 и 20 мм соответственно). Направления, перпендикулярные к этим черточкам, очевидно будут представлять направления силовых линий магнитного поля. Точки, в которых были помещены катушки, отмечены значениями угла α , причем диаметр, для концов которого $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$, соответствует первоначальному направлению однородного магнитного поля. То обстоятельство, что в положениях $\alpha = 90^\circ$, 180° и 270° направления плоскости катушки не перпендикулярны и соответственно не параллельны направлению этой плоскости при $\alpha = 0^\circ$, происходит отчасти вследствие того, что центры обеих окружностей не в точности совпадают с осью кристалла. Возможно, кроме того, что это является следствием дефектов в кристаллической структуре, а также неполной однородности первоначального поля.

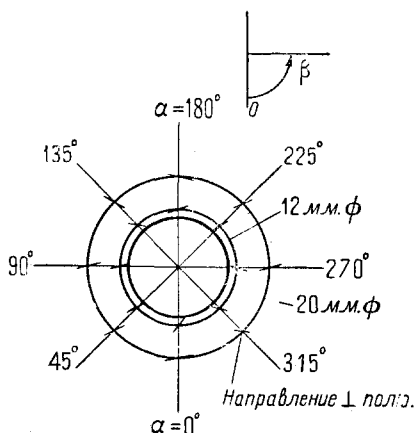


Рис. 6. Направление магнитных силовых линий вблизи сверхпроводника (по Мейсснеру и Гейденрейху)

На рис. 7 положения катушки, соответствующие показанным на рис. 6, приведены еще раз уже на схеме магнитного поля, вычисленной и построенной для значения магнитной проницаемости μ , равного нулю. При этом густота линий изображает в произвольном масштабе напряженность поля в данной точке. Число линий, пересекающих черточку, изображающую катушку, соответствует в том же масштабе числу действительно проходящих через катушку линий.

На рис. 8 нанесены кривые, показывающие зависимость наибольшего баллистического отклонения от положений катушки (т. е. от угла α) для всех исследованных точек обеих окружностей. То обстоятельство, что для $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$ отклонения для окружности в 12 мм диаметром не обращаются в нуль, следует объяснить тем, что здесь измеряется напряженность поля не на самой поверхности сверхпроводника, но на расстоянии 1 мм от нее. Для окружности с диаметром в 20 мм отклонения поля от однородности

кой. Оказалось, что при переходе в сверхпроводящее состояние напряженность поля внутри трубки не обращается в нуль, как можно было ожидать. Средняя напряженность поля, которая только и могла быть измерена, возросла даже на 50%. При выключении внешнего поля поле внутри трубки заметным образом не изменялось. При этом и на внешней поверхности трубки в точках $\alpha = 0$ и $\alpha = 180^\circ$ поле сохранялось. Напряженность этого остаточного поля составляла около 10% напряженности первоначального однородного поля.

Аналогичные опыты, проведенные с трубкой из монокристалла олова, дали несколько иные результаты. И в этом случае также имело место некоторое увеличение напряженности поля внутри трубки при переходе в сверхпроводящее состояние. Однако после выключения внешнего поля поле внутри трубки значительно ослабевало.

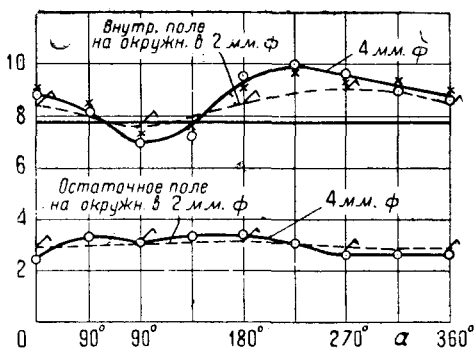


Рис. 9. Напряженность магнитного поля внутри канала в монокристалле олова

поверхности цилиндра, но так, что при повороте катушки она этой поверхности не касалась.

Из рисунка видно, прежде всего, что поле имеет для различных точек окружности различную напряженность и, во-вторых, что это поле в среднем приблизительно на 10% сильнее первоначального однородного поля. При выключении внешнего поля внутри трубки сохранялось остаточное поле, изображаемое кривыми в нижней части того же рис. 9. И в этом случае остаточное поле не изменя-

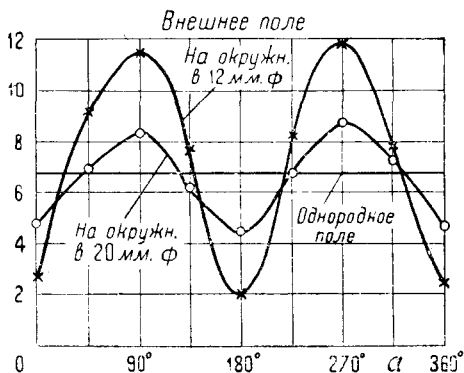


Рис. 8. Напряженность магнитного поля вблизи сверхпроводника (по Мейснеру и Гейденрейху)

Результаты этих наблюдений изображены на рис. 9, где сплошная горизонтальная линия соответствует однородному полю до возникновения сверхпроводимости, кривые — полю после ее возникновения, измеренному на окружностях в 2 и 4 мм диаметром; α по-прежнему указывает точку, в которой производилось измерение. Большая окружность располагалась вблизи внутренней по-

лось со временем, сохраняя свою величину в течение 2 час. даже и при понижении температуры.

Если внешнее поле включалось снова, распределение поля вовне оказывалось соответствующим проницаемости, равной нулю. Внутри же трубки поле не возвращалось к состоянию, изображенному в верхней части рис. 9, но увеличивалось всего на 3—4% по сравнению с остаточным полем. При новом выключении внешнего поля устанавливалось прежнее значение остаточного поля внутри трубки. Этот процесс включения и выключения внешнего поля можно было повторять сколько-угодно раз, не изменив величины остаточного поля. Во всяком случае оно сохраняло свою величину после стократного включения и выключения.

Входить в подробности объяснения этого замечательного явления — сохранения магнитного поля внутри сверхпроводников — представляется автору в данный момент неудобным. Можно только указать, что для явления должно быть существенным то обстоятельство, что находящаяся внутри трубки магнитная энергия не в состоянии выйти сквозь сверхпроводящий слой наружу. Кроме этого, следует обратить внимание на различие явлений в случае моно- и поликристалла. Можно предполагать, что для идеального монокристалла остаточное поле отсутствует совершенно.

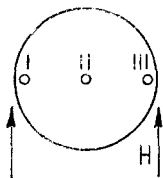


Рис. 10. Схема опытов де-Гааза и Казимир-Ионкер

Здесь не представляется возможным подробно остановиться на аналогичных опытах с двумя параллельными цилиндрическими сверхпроводниками, через которые можно было пропускать ток. Отметим только, что результаты этих опытов соответствуют изложенным выше также и в отношении магнитного поля тока, протекающего по ним.

Изменение магнитной проницаемости при переходе вещества в сверхпроводящее состояние было подтверждено опытами, ведшимися в Лейдене, Торонто, Оксфорде и Харькове. Де-Гааз и Казимир-Ионкер пользовались в своих опытах монокристаллом олова, имевшим три параллельных оси канала (рис. 10), один из которых находился в центре кристалла, а два других — на расстоянии 1 мм от краев. Напряженность поля в этих трех каналах определялась по сопротивлению вихревых проволок. Опыты и этих исследователей показали, что напряженность поля (после выключения внешнего поля) во внешних каналах спадала почти до нуля, тогда как в центральном несколько возрастала.

Де-Гааз и его сотрудники использовали свою установку еще и следующим образом. Охладив сверхпроводник до температуры ниже точки перехода, они включали поперечное магнитное поле и постепенно усиливали его до величины, большей критической. При этом оказалось возможным установить, что после перехода критического значения напряженности магнитное поле лишь постепенно проникает внутрь кристалла. Это объясняет, как мы уже указывали выше,

расхождения между данными опыта и результатами вычислений Лауэ.

Буртон, а также Тарр и Вильгельм пользовались в своих исследованиях установкой, показанной на рис. 11. Трубка из поликристалла олова обматывалась проволокой способом, ясным из рисунка. С помощью флюметра измерялось изменение магнитного потока, происходящее при возникновении сверхпроводимости. При этих измерениях было обнаружено, что поле во внешнем пространстве оказывается очень близко совпадающим с тем, которого следует ожидать, принимая магнитную проницаемость сверхпроводящего олова равной нулю. Поле же внутри возрастает, по данным Буртона, на 35%.

Мендельсон и Бэббит пользовались сплошным, а также полым шаром из олова и измеряли магнитные моменты этих шаров, после того как внешнее магнитное поле было выключено. В случае сплош-

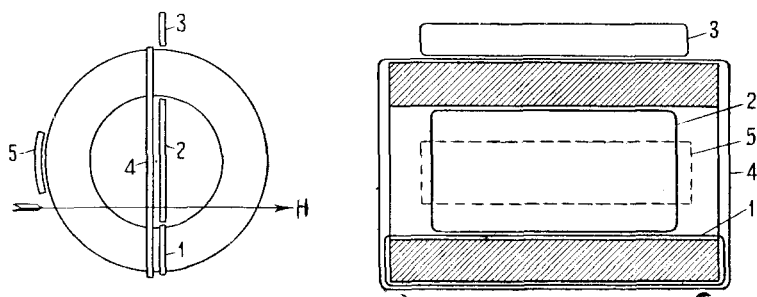


Рис. 11. Схема опытов Тарра и Вильгельма

ного шара магнитный момент имел величину, равную примерно $\frac{1}{6}$ той, которую должен был бы иметь, если бы магнитное поле внутри сохранялось полностью. Но он также и не оказывался равным нулю, что должно было бы иметь место в случае обращения в нуль магнитной проницаемости внутри всего шара. При этом следует, однако, иметь в виду, что в описываемых исследованиях, в противоположность опытам автора, применялись сильные магнитные поля. В случае полого шара магнитный момент был в 2—3 раза больше, чем для сплошного шара, очевидно за счет оставшейся внутри шара магнитной энергии. В этом отношении, таким образом, опыты Мендельсона и Бэббита согласуются с данными, полученными в Берлине, Лейдене и Торонто.

Указанные изменения магнитной проницаемости должны приниматься во внимание почти при всех опытах по сверхпроводимости. Выше уже указывалось, что только этим путем можно объяснить появление петли гистерезиса при снятии кривой перехода при постоянстве силы тока. Кеезом и Кок указали, что это явление должно быть учтено также и при исследованиях изменения удельной теплоемкости, сопровождающего переход в сверхпроводящее состояние. Гор-

тер и Казимир пытались дать термодинамическую теорию этого, связанного с переходом в сверхпроводящее состояние, теплового эффекта, при учете изменения магнитной проницаемости. Ход их рассуждений в общих чертах следующий.

Прежде всего предполагается, что в состоянии сверхпроводимости магнитная проницаемость всегда равна нулю. Существование магнитного поля внутри полого цилиндра после выключения внешнего поля они объясняют тем, что часть стенок трубки не перешла в состояние сверхпроводимости благодаря существующему там магнитному полю, напряженность которого имеет величину, большую критической, и линии которого могут замыкаться вне трубки. Нам это предположение кажется несовместимым с результатами, полученными при исследовании полого монокристалла олова. Далее Гортер и Казимир прилагают оба принципа термодинамики к процессу намагничивания, при котором происходит переход из сверхпроводящего в несверхпроводящее состояние. Они пользуются при этом либо рассмотрением кругового процесса, либо ведут вычисления со свободной энтальпией; оба пути дают один и тот же результат. Таким путем получается формула, выведенная уже ранее Рутгерсом, которая позволяет рассчитать зависимость величины критической напряженности магнитного поля от температуры по изменению удельной теплоемкости при переходе в сверхпроводящее состояние. В согласии с опытами Гааза и его сотрудников, Гортер и Казимир приходят к выводу, что при уничтожении сверхпроводимости действием магнитного поля это последнее проникает в вещество лишь постепенно, так что в начале этого процесса внутри тела существует еще сверхпроводящая „сердцевина“. Такое представление наталкивается на затруднение, заключающееся в том, что напряженность поля на поверхности проводника должна была бы при этом упасть настолько, что там вновь должна была бы возникнуть сверхпроводимость. Ввиду этого Гортер и Казимир принуждены допустить существование внутри проводника нитеобразных областей, не обладающих сверхпроводимостью.

Изменение магнитной проницаемости не является единственным отклонением от свойств идеального проводника, предсказываемых классической электромагнитной теорией. Беккер, Геллер и Заутер, а также Браунбек показали, что вследствие инерции электронов токи, возникающие при выключении магнитного поля и т. п., не могут рассматриваться как чисто поверхностные. Они текут в поверхностном слое приблизительно в 10^{-6} см толщиной. Браунбеком был предложен также опыт, с помощью которого быть может будет возможно определить нижнюю границу числа создающих сверхпроводимость электронов в единице объема. Этот опыт должен состоять в измерении проникновения магнитного поля, включенного во внешнем пространстве внутрь объема, ограниченного оболочкой из тонкого слоя сверхпроводника. Надо отметить, однако, что подлежащий измерению эффект лежит, по всей вероятности, на границе чувствительности методов измерения.

Число электронов сверхпроводимости может быть, согласно результатам Беккера, Геллера и Заутера, определено из измерений тока, возникающего при вращении сверхпроводящего шара.

Подобный указанному, случай вращающегося и мгновенно останавливающегося кольца рассматривали Мейсснер и Гроссман. В первом приближении, т. е. для случая, когда толщина кольца мала по сравнению с его диаметром, для окончательной величины силы тока получается выражение:

$$I_{\infty} = -v_0 \frac{1}{\frac{U}{Ne} + \frac{Le}{mU}},$$

где v_0 — начальная скорость движения окружности кольца, N — полное число электронов сверхпроводимости в кольце, U и L — длина окружности и самоиндукция кольца, e и m — заряд и масса электрона. К сожалению, как показывает приблизительный числовой подсчет, и этот эффект также лежит на границе измеримого. Происходит это вследствие того, что второй член в знаменателе всегда велик по сравнению с первым.

Лондон проектирует опыты для определения числа электронов сверхпроводимости, основанные на следующих соображениях: при действии на сверхпроводник током высокой частоты можно ожидать возникновения (вследствие инерции электронов) внутри сверхпроводника электрического поля. Вызванное этим полем движение электронов, не принадлежащих к числу электронов сверхпроводимости, должно вызвать выделение Джоулева тепла. Опыты этого рода также не будут принадлежать к числу простых.

До сего времени волномеханическая теория сверхпроводимости не достигала еще серьезных успехов. Бриллюэн пытался дать волномеханическое объяснение сверхпроводимости без особенного углубления в подробности. Из работы Бриллюэна следует, что сверхпроводимость должна наступать постепенно. Таким образом для основной особенности этого явления — для скачка сопротивления — его теория не может дать никакого объяснения.

Можно думать, что при возникновении сверхпроводимости внутри сверхпроводника образуются беспорядочно ориентированные замкнутые токи, охватывающие сравнительно большое число атомов. С помощью этого предположения можно объяснить наблюдаемое изменение магнитной проницаемости. Для образования этих токов необходима лишь небольшая часть имеющихся электронов проводимости, что находится в согласии с изменением теплопроводности при переходе в сверхпроводящее состояние. При наложении внешнего электрического поля часть из этих маленьких замкнутых токов (которые непрерывно исчезают и возникают вновь) может сливаться, образуя макроскопические токи сверхпроводимости. Конечно, эти допущения представляют собой не более чем гипотезу, допустимость которой подлежит теоретической и экспериментальной проверке.

ЛИТЕРАТУРА

- J. F. Allen, The supraconductivity of alloy systems, *Phil. Mag.* (7), **16**, 1005 — 1044, 1933.
- R. Becker, G. Heller u. F. Sauter, Über die Stromverteilung in einer Supraleitender Kugel. *Z. Physik*, **85**, 772, 1933.
- W. Braunbek, Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Supraleiter. *Z. Physik*, **87**, 470, 1934.
- L. Brillouin, Theorie der Supraleitung, *J. d. phys. et le Radium*, (7), **41**, 334, 1933; **42**, 677 — 690, 1933.
- E. F. Burton, Supraconductivity of films of tin. *Nature*, **133**, 459, 1934.
- E. F. Burton, J. O. Wilhelm a. A. D. Misener, The supraconductivity of thin films. *Trans. Roy. Soc. of Canada*, (3), **28**, 65, 1934.
- E. F. Burton, J. O. Wilhelm, A. Pitt a. A. C. Youg, The effect of high-frequency-currents on the transition-point of superconductors. *Canad. J. of Res.*, **9**, 630 — 636, 1933.
- C. J. Gorter, Some remarks on the thermodynamics of supraconductivity. *Arch. Musée Teyler*, (3), **7**, 378 — 386, 1933.
- C. J. Gorter, Theorie of supraconductivity. *Nature*, **132**, 931, 1933.
- C. J. Gorter a. H. Casimir, On supraconductivity, I. *Physica*, **1**, 306 — 320, 1934.
- W. J. de Haas, J. Voogd u. J. M. Jonker, Quantitative Untersuchung über möglichen Einfluss der Achsenorientierung auf magnetische Übergangsfiguren. *Physica*, **1**, 281 — 290, 1934; *Comm. Leiden*, 229c.
- W. J. de Haas u. J. M. Casimir-Jonker, Untersuchungen über den Verlauf des Eindringens eines transversalen Magnetfeldes in einen Supraleiter. *Physica*, **1**, 291 — 296, 1934; *Comm. Leiden*, 229d.
- W. H. Keesom, On the supraconductivity of aluminium. *Proc. Amsterdam*, **36**, 381, 1933; *Comm. Leiden*, 224c, 1933.
- W. H. Keesom, On the supraconductivity of zinc. *Physica*, **1**, 123, 1934; *Comm. Leiden*, 230a, 1934.
- W. H. Keesom a. J. A. Kok, Measurements of the latent heat of thallium connected with the transition in a constant external magnetic field, from the supraconductive to the non-supraconductive state. *Physica*, **1**, 503, 1934; *Comm. Leiden*, 230e, 1934.
- W. H. Keesom a. J. A. Kok, Further calorimetric experiments on thallium, *Physica*, **1**, 595, 1934; *Comm. Leiden*, 232a.
- M. v. Laue, Zur Deutung einiger Versuche über Supraleitung. *Phys. Z.*, **33**, 693, 1932.
- M. v. Laue u. F. Möglich, Über das Magnetfeld in der Umgebung von Supraleitern. *Berl. Ber.*, **16**, 544, 1933.
- H. London, Production of heat in supraconductors by alternating currents. *Nature*, **133**, 497 — 498, 1934.
- W. Meissner, Magnetische Effekte bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Z. f. d. Ges. Kälteind.*, **41**, 125, 1934.
- W. Meissner u. R. Ochsenfeld, Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Die Naturwiss.*, **21**, 787 — 788, 1933.
- K. Mendelssohn a. J. D. Babbitt, Persistent currents in supraconductors. *Nature*, **133**, 459 — 460, 1934.
- G. N. Rjabinin a. L. W. Schubnikow, Dependence of magnetic induction on the magnetic field in supraconducting lead. *Nature*, **134**, 286, 1934.
- R. Schachenmeier, Zur Theorie der Supraleitung. *Z. Physik*, **89**, 183 — 209, 1934.
- R. Schulze, Optische und lichtelektrische Untersuchungen an dünnen Metallschichten. *Z. Phys.*, **34**, 24, 1933.
- F. Simon a. N. Kürti, Production of very low temperatures by the magnetic method: Supraconductivity of cadmium. *Nature*, **133**, 907, 1934.
- F. G. Tarr a. J. O. Wilhelm, Effective permeability of supraconductors. *Trans. Roy. Soc. Canada*, **3**, 61, 1934.