

мостью  $\mu = 1 + 4\pi\chi$ , то для  $\mu$  получаются значения на пять-шесть порядков выше, чем в наружной среде. Поэтому можно с большой степенью точности положить  $\mu \rightarrow \infty$  и граничное условие на поверхности ферромагнетика приобретает простой вид:

$$H \times n = 0,$$

т. е. линии магнитного поля подходят нормально к поверхности. Ферромагнетик в постоянном магнитном поле оказывается подобным проводнику в постоянном электростатическом поле. Расчет магнитного поля внутри ферромагнитных тел оказывается, как правило, весьма трудной задачей.

## § 21. Сверхпроводимость

Еще в 1911 г. Камерлинг-Оннес установил, что температурный ход сопротивления ртути существенно отличается от описанного в § 48 для нормальных металлов.

Именно, как и у нормальных металлов, при понижении температуры, сопротивление перестает зависеть от температуры, и величина его определяется примесями, имеющимися в образце.

Однако при дальнейшем понижении температуры до  $T = 4,1^\circ \text{K}$  сопротивление металла скачком (рис. 92) падает до нуля: это явление — скачкообразное исчезновение сопротивления — получило название перехода металла в сверхпроводящее состояние, или, кратко, возникновения сверхпроводимости. Температуру перехода в сверхпроводящее состояние называют критической температурой.

В настоящее время установлено, что сверхпроводимость является сравнительно широко распространенным явлением. Известно 23 металла, переходящих в сверхпроводящее состояние. Сверхпроводимость наблюдается также у большого числа сплавов.

Несомненно, что обращение сопротивления в нуль отвечает переходу металла в новое состояние. Сопротивление всех металлов в сверхпроводящем состоянии составляет не больше чем  $10^{-10}$  процента сопротивления непосредственно перед переходом. В кольце из сверхпроводящего материала происходит циркуляция тока в течение неопределенно долгого времени без каких-либо признаков ослабления.

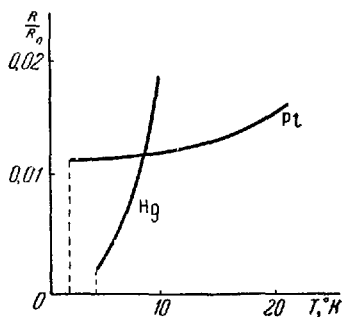


Рис. 92.

Поэтому следует признать, что сопротивление сверхпроводников не просто очень мало, но точно равно нулю. Электроны в сверхпроводнике могут двигаться совершенно беспрепятственно.

Первоначально предполагалось, что металл в сверхпроводящем состоянии является идеальным проводником, т. е. телом с бесконечно большой проводимостью.

В идеальном сверхпроводнике (т. е. в теле с  $\sigma \rightarrow \infty$ ) конечному значению плотности тока  $j$  по закону Ома отвечает напряженность поля внутри проводника, равная нулю:

$$\mathbf{E} = 0. \quad (21,1)$$

Отсутствию внутри сверхпроводника электрического поля отвечают определенные магнитные свойства.

Именно, из уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

и равенства нулю поля  $\mathbf{E}$  вытекает, что в сверхпроводнике магнитная индукция имеет постоянное значение

$$\mathbf{B} = \text{const.} \quad (21,2)$$

Значение этой постоянной равно величине индукции в сверхпроводнике в момент перехода в сверхпроводящее состояние.

Оказалось, однако, что этот вывод находится в противоречии с опытом. Если поместить металлический цилиндр в магнитное поле, перпендикулярное оси цилиндра, и охладить его до температуры ниже критической, то можно судить о характере поля внутри сверхпроводника по его распределению вблизи сверхпроводящего образца. Оказалось, что линии магнитной индукции выталкиваются из сверхпроводника (рис. 93). Индукция внутри сверхпроводника равна нулю:

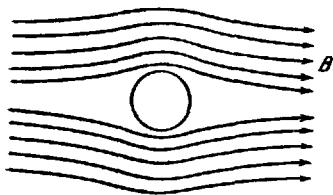


Рис. 93.

$$\mathbf{B} = 0. \quad (21,3)$$

В силу граничного условия (5,5) нормальная слагающая внешнего магнитного поля  $(H_e)_n$  (равная индукции  $(H_e)_n = (B_e)_n$ ) также равна нулю у поверхности сверхпроводника. Иными словами, внешнее магнитное поле является касательным к телу, находящемуся в сверхпроводящем состоянии.

Уравнение (1,16) показывает, что если в теле отсутствует магнитная индукция, то в отсутствие переменного электрического поля равен нулю полный средний ток в объеме тела

$$\overline{\rho \mathbf{v}} = 0. \quad (21,4)$$

Таким образом, внутри сверхпроводника полная плотность тока равна нулю. Это означает, что в поверхностном слое сверхпроводника циркулирует поверхностный ток такой величины, что магнитная индукция в теле обращается в нуль. Иными словами, среднее поле поверхностных токов компенсирует приложенное к сверхпроводнику внешнее магнитное поле.

Из условия  $\mathbf{B}=0$  следует, что внутри сверхпроводника имеют место равенства

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0, \\ \operatorname{div} (\epsilon \mathbf{E}) &= 0,\end{aligned}$$

так что электрическое поле внутри сверхпроводника равно нулю. Поверхностный ток в сверхпроводнике не связан с действием электрического поля. Для определения плотности поверхностного тока можно воспользоваться граничным условием (5,3). Именно, поскольку магнитное поле в сверхпроводнике отсутствует, то (5,3) дает непосредственно (при  $\mathbf{H}^{(e)} = \mathbf{B}^{(e)}$ )

$$j_s = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{nB}^{(e)}],$$

где  $\mathbf{B}^{(e)}$  — вектор индукции вне сверхпроводника. Если тело является односвязным, то сумма поверхностных токов равна нулю. Напротив, в случае многосвязного тела, например сверхпроводящего кольца, полный ток может быть отличным от нуля. При этом появление тока в сверхпроводнике может быть не связано с действием сторонних э. д. с., но может создаваться действием магнитного поля. Возбужденный в сверхпроводнике поверхностный ток может циркулировать неопределенно долго без какого-либо ослабления.

Опыт показал, что если напряженность магнитного поля в пространстве, окружающем сверхпроводник, превышает некоторое критическое значение  $H_{кр}$ , сверхпроводимость в образце исчезает. Разрушение сверхпроводящего состояния и появление сопротивления происходит скачком.

Критическое значение напряженности магнитного поля оказывается функцией температуры, которая приближенно дается эмпирической формулой

$$H_{кр} = \operatorname{const} (T_{кр} - T).$$

При  $T = T_{кр}$ ,  $H_{кр} = 0$ , т. е. всякое поле при  $T = T_{кр}$  разрушает сверхпроводимость.

Рассмотрение сверхпроводника как металла, находящегося в особом сверхпроводящем состоянии, позволяет сделать некоторые заключения о характере перехода в это состояние. Именно, сверхпроводящее состояние следует рассматривать как особую

фазу вещества, а переход металла из нормального в сверхпроводящее состояние — как фазовый переход.

Рассмотрим фазовый переход нормальное состояние  $\rightarrow$  сверхпроводящее состояние, происходящий во внешнем магнитном поле. В сверхпроводящем состоянии средний полный ток  $\overline{\rho \mathbf{v}}$  равен нулю и выделить из него часть, отвечающую магнитному моменту (как это было сделано в § 3), не представляется возможным. Тем не менее введем формально напряженность магнитного поля  $H_i$  и магнитный момент сверхпроводника  $M$  соотношением

$$B_i = 0 = H_i + 4\pi M.$$

Поле  $H_i$  можно легко связать с внешним магнитным полем  $H_e$ , если рассмотреть длинный цилиндрический сверхпроводник, ось которого ориентирована вдоль поля. Тогда в силу непрерывности тангенциальной составляющей поля (в данном случае совпадающей с полным полем)

$$H_i = H_e$$

и

$$M = -\frac{1}{4\pi} H_e. \quad (21,5)$$

Заметим, что равенству (21,5) отвечает значение  $\chi = -\frac{1}{4\pi}$ .

Таким образом, сверхпроводящему состоянию отвечает формально магнитная проницаемость  $\mu = 1 + 4\pi\chi = 0$  и оно является идеально диамагнитным.

Согласно (18,2), термодинамический потенциал тела в сверхпроводящем состоянии может быть представлен в виде

$$\Phi_s(p, T, H) = \Phi_s(p, T) - V \int_0^H M(H) dH, \quad (21,6)$$

где  $\Phi_s(p, T)$  — потенциал тела в сверхпроводящем состоянии в отсутствие внешнего магнитного поля.

Подставляя в (21,6) значение  $M(H)$  по формуле (21,5), получаем

$$\Phi_s(p, T, H) = \Phi_s(p, T) + \frac{V}{8\pi} H_e^2. \quad (21,7)$$

Когда внешнее поле достигает критического значения  $H_{кр}$ , наступает разрушение сверхпроводящего состояния. При этом термодинамический потенциал сверхпроводящего состояния настолько увеличивается за счет второго слагаемого в (21,7), что термодинамический потенциал сверхпроводящего состояния оказывается равным термодинамическому потенциалу нормального

состояния  $\Phi_n(p, T)$ . В точке перехода выполняется соотношение

$$\Phi_s(p, T) + \frac{VH_{кр}^2}{8\pi} = \Phi_n(p, T). \quad (21,8)$$

В выражении для термодинамического потенциала  $\Phi_n$  мы опустим добавочный член, связанный с магнитным полем, поскольку у обычных диа- или парамагнитных металлов он весьма мал.

Дифференцируя равенство (21,8) по температуре и пользуясь определением энтропии (29,10) ч. III, находим

$$S_s - S_n = -\frac{\partial \Phi_s}{\partial T} + \frac{\partial \Phi_n}{\partial T} = \frac{VH_{кр}}{4\pi} \frac{dH_{кр}}{dT}, \quad (21,9)$$

где  $S_n$  и  $S_s$  — энтропии нормального и сверхпроводящего состояний при температуре  $T$ .

Мы видим, что если  $H_{кр} \neq 0$ , т. е. переход происходит при  $T > T_{кр}$ , энтропия системы меняется скачком. Фазовый переход сопровождается выделением скрытого тепла

$$Q = T \Delta S = \frac{TVH_{кр}}{4\pi} \frac{dH_{кр}}{dT}. \quad (21,10)$$

Опыт показывает, что при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние тепло всегда выделяется.

Если фазовый переход в сверхпроводящее состояние происходит без поля (т. е.  $H_{кр} = 0$ ), то

$$S_s = S_n,$$

и скрытое тепло перехода отсутствует.

Скачок теплоемкости легко найдем, если продифференцируем (20,9) по температуре. Тогда имеем

$$\left(\frac{\partial S_s}{\partial T}\right)_V - \left(\frac{\partial S_n}{\partial T}\right)_V = \frac{V}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{кр}}{\partial T}\right)^2 + \frac{V}{4\pi} H_{кр} \left(\frac{\partial^2 H_{кр}}{\partial T^2}\right). \quad (21,11)$$

В отсутствие внешнего поля находим простое выражение для скачка теплоемкости при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние:

$$\Delta C_V = T \left[ \left(\frac{\partial S_s}{\partial T}\right)_V - \left(\frac{\partial S_n}{\partial T}\right)_V \right] = \frac{VT}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{кр}}{\partial T}\right)^2. \quad (21,12)$$

Таким образом, рассматриваемый фазовый переход представляет фазовый переход второго рода. Выведенные макроскопические (термодинамические) соотношения и ряд других, которых мы не могли коснуться<sup>1)</sup>, находятся в хорошем согласии

<sup>1)</sup> См. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, 1959.

с опытными фактами. Однако, хотя термодинамическая теория сверхпроводимости успешно описывает ряд свойств сверхпроводников, но оставляет открытым основной вопрос — вопрос о физической природе сверхпроводимости.

До самого последнего времени все попытки создания микроскопической теории сверхпроводимости, в которой сверхпроводимость была бы связана со свойствами электронного газа в металле, оставались безуспешными. Лишь в 1958 г. они увенчались полным успехом. Современная теория сверхпроводимости будет изложена в ч. VI.

В построении теории сверхпроводимости важную роль сыграли опытные данные, показавшие, что существует связь между явлением сверхпроводимости и характером взаимодействия электронов сверхпроводника с его кристаллической решеткой. Речь идет об открытом в 1950 г. Максвеллом, Рейнольдсом и др. так называемом изотопическом эффекте. Именно, было обнаружено, что критическая температура  $T_{кр}$  зависит от того, из каких изотопов данного элемента построена решетка, т. е. в конечном итоге от массы ионов решетки. Связь между массой ионов решетки  $M$  и критической температурой перехода дается эмпирической формулой

$$M^{1/2}T_{кр} = \text{const}, \quad (21,13)$$

где  $\text{const}$  имеет определенное значение для каждого элемента.

В заключение следует указать на аналогию, существующую между сверхпроводящим состоянием металла и сверхтекучим состоянием жидкого гелия II. Сверхпроводимость можно сравнить со сверхтекучестью электронного газа или жидкости, могущей беспрепятственно двигаться в кристаллической решетке металла (см. ч. VI).