

Рис. 11.6. Магнитное поле внутри сверхпроводника первого рода во внешнем поле H . 1 — сверхпроводящее, 2 — нормальное состояние

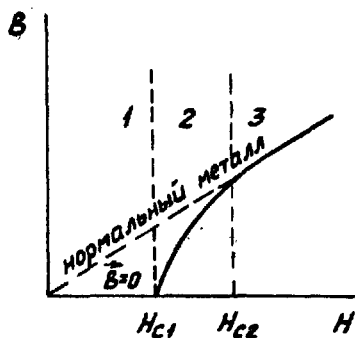


Рис. 11.7. Среднее магнитное поле в сверхпроводнике второго рода во внешнем магнитном поле H : 1 — сверхпроводящее, 2 — смешанное, 3 — нормальное состояние

щиной λ), магнитная индукция в образце остается равной нулю при всех полях с напряженностью, меньше H_c (или H_{c1} для сверхпроводников 2-го рода). При $H=H_c$ наблюдается переход сверхпроводника 1-го рода в нормальное состояние и магнитная индукция внутри образца становится отличной от нуля.

В сверхпроводниках 2-го рода в интервале $H_{c1} < H < H_{c2}$ формируется смешанное состояние. Если поле превышает H_c (H_{c2} — для сверхпроводника 2-го рода), то сверхпроводник ведет себя как нормальный металл.

Существование для сверхпроводников критического магнитного поля H_c приводит к тому, что через сверхпроводник нельзя пропустить ток, плотность которого превышает некоторое критическое значение j_c . При плотности тока, большей j_c , сверхпроводимость разрушается. Протекающий по сверхпроводнику ток создает магнитное поле. Напряженность этого поля тем больше, чем больше плотность тока. При достижении напряженности H_c сверхпроводящее состояние разрушается.

11.5. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

При изучении сверхпроводящего состояния вполне естественно вставал вопрос: не связано ли возникновение сверхпроводимости с какими-либо изменениями кристаллической структуры? Иначе говоря, зависит ли сверхпроводимость от решетки атомных остовов или она связана с электронной системой?

Исследование кристаллической структуры сверхпроводни-

ков рентгеновскими методами показало, что при понижении температуры металла ниже T_c не происходит никаких изменений ни в симметрии решетки, ни в ее параметрах. Более того, было установлено, что свойства твердого тела, зависящие от колебаний кристаллической решетки, такие, как температура Дебая и решеточный вклад в теплоемкость — одни и те же в нормальной и сверхпроводящей фазах. Все это позволило сделать вывод, что сверхпроводимость не связана с какими-либо изменениями кристаллической структуры.

С другой стороны, в 1950 г. Е. Максвелл и независимо от него Ч. Рейнольдс с сотрудниками установили, что образцы сверхпроводника, изготовленные из различных изотопов, обладают различными критическими температурами. При этом критическая температура оказывается обратно пропорциональной корню квадратному из массы изотопа

$$T_c \sim \frac{1}{\sqrt{m}}. \quad (11.4)$$

Таким образом, *изотопический эффект* свидетельствует о том, что хотя кристаллическая решетка при переходе в сверхпроводящее состояние и не изменяется, она играет существенную роль в возникновении сверхпроводимости. Зависимость T_c от массы изотопа дает основание предположить, что для сверхпроводимости важное значение имеют колебания решетки. Других причин зависимости T_c от числа нейтронов в ядре атома нет.

11.6. ЭЛЕКТРОННЫЙ ВКЛАД В ТЕПЛОЕМКОСТЬ

В главе 6 было показано, что температурная зависимость теплоемкости нормального (несверхпроводящего) металла в области низких температур определяется формулой (6.66):

$$C = \gamma_D T^3 + \gamma_{el} T,$$

где первый член представляет собой теплоемкость решетки, второй — теплоемкость фермиевского электронного газа. Поскольку вблизи 0 К теплоемкость, связанная с колебаниями решетки, спадает быстрее электронной теплоемкости, при $T \ll$

$\ll \frac{\theta_D}{10}$ доминирует электронный вклад и в области низких температур теплоемкость нормального металла линейно растет с температурой (рис. 6.11).

Охлаждение сверхпроводника приводит, во-первых, к тому, что при $T = T_c$ теплоемкость сначала скачком увеличивается, а затем уменьшается (рис. 11.8). Скачок теплоемкости при T_c происходит без появления скрытой теплоты. Это означает, что