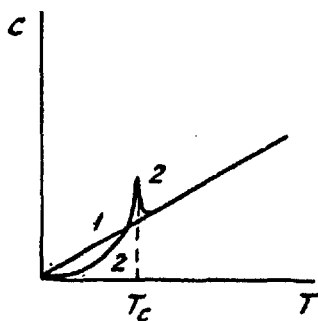


Рис. 11.8. Низкотемпературная теплоемкость нормального (1) и сверхпроводящего (2) металла



сверхпроводящий переход является фазовым переходом второго рода.

Во-вторых, при $T < T_c$ зависимость теплоемкости от температуры описывается выражением вида

$$C = \gamma_D T^3 + a e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \quad (11.5)$$

Решеточный (фононный) вклад в теплоемкость остается таким же, как для нормального металла, а вклад электронного газа существенно изменяется. Он описывается уже не линейным по температуре членом, а экспоненциальной зависимостью вида

$\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$. Такой зависимости следует ожидать для системы, у которой возбужденные энергетические состояния отделены от основного состояния энергетической щелью 2Δ . С этим мы сталкивались уже при обсуждении собственной проводимости полупроводников. Все это означает, что *сверхпроводимость связана с какими-то коренными изменениями поведения электронов проводимости*. Если из эксперимента попытаться оценить ширину энергетической щели, возникающей в спектре электронов, то она, оказывается, имеет порядок $k_B T_c$.

11.7. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Еще в 30-х годах указывалось на то, что сверхпроводящее состояние может быть разрушено с помощью электромагнитного излучения соответствующей частоты. При этом излучение должно быть поглощено сверхпроводником. Проведенные впоследствии эксперименты подтвердили данные предположения. На рис. 11.9 схематически изображена частотная зависимость коэффициента поглощения электромагнитных волн в сверхпроводнике. Видно, что существует некоторая критическая частота

$\sim 10^{11}$ Гц, выше которой излучение поглощается сверхпроводником. Дальше мы увидим, что аналогичный «край поглощения» наблюдается также в полупроводниках. Там он связан с перебросом электронов через энергетическую щель (запрещенную зону). Наличие «края поглощения» в сверхпроводниках свидетельствует также о существовании в энергетическом спектре электронов некоторой энергетической щели. В отличие от полупроводников ширина этой щели, определенная по «краю поглощения», в сверхпроводниках очень незначительна ($\sim 10^{-4}$ эВ). Если эту величину выразить через $k_B T$, то T должна быть порядка нескольких кельвинов. Это соответствует критическим температурам сверхпроводящего перехода.

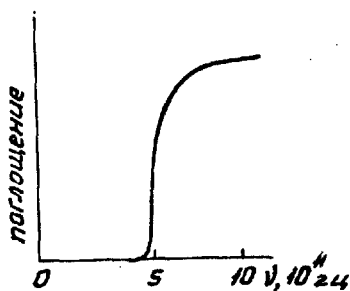


Рис. 11.9. Зависимость поглощения электромагнитного излучения в сверхпроводнике от частоты

Таким образом, эксперименты по поглощению электромагнитного излучения сверхпроводниками, так же как и низкотемпературные исследования теплоемкости, однозначно указывают на изменение энергетического спектра электронов проводимости при переходе в сверхпроводящее состояние. Результатом этих изменений является возникновение в спектре энергетической щели. Заметим, что существует также и ряд других экспериментов, подтверждающих факт существования энергетической щели. Зона проводимости металла в нормальном и сверхпроводящем состояниях показана на рис. 11.10. Энергетическая щель шириной 2Δ возникает на границе, разделяющей заполненные состояния от незаполненных, т. е. около уровня Ферми. Электроны, возбуждаемые над щелью (за счет тепловой энергии, поглощения электромагнитного излучения или каким-либо другим способом), ведут себя как нормальные.

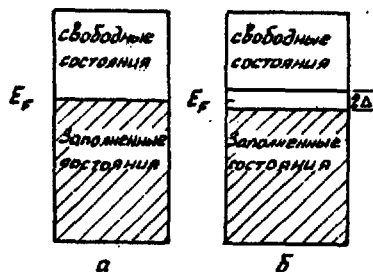


Рис. 11.10 Зона проводимости металла в нормальном (а) и сверхпроводящем (б) состояниях при $T=0\text{K}$

При $T=0$ К в сверхпроводнике над щелью таких нормальных электронов нет. Оказалось, что ширина щели зависит от температуры. Она максимальна при $T=0$ К и обращается в нуль, т. е. щель исчезает при $T=T_c$.

11.8. КВАНТОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА

Выталкивание магнитного потока из сверхпроводника, которое обсуждалось выше, наблюдается в том случае, когда сверхпроводящий образец является сплошным. Предположим теперь, что сверхпроводник имеет сквозную полость. Если с этим образцом попытаться повторить эксперимент, изображенный на рис. 11.3, то результат будет таким, как показано на рис. 11.11. При температурах выше T_c магнитный поток проходит как через сам образец, так и через полость. Охлаждение образца до температур ниже T_c приведет к тому, что вещество станет идеальным диамагнетиком и магнитный поток будет вытолкнут из него. Несмотря на отсутствие магнитного потока в веществе поток в полости останется.

Выше мы говорили, что магнитный поток в сверхпроводящем материале уничтожается за счет возникающих незатухающих поверхностных токов, которые создают намагниченность, направленную против внешнего поля. Эти токи, обозначенные на рисунке через i_1 , должны также уничтожить и магнитный поток в полости. Однако, как показывает эксперимент, этот поток существует, следовательно, он должен создаваться токами i_2 , текущими в противоположном токам i_1 направлении по поверхности полости.

Поскольку в сверхпроводящем состоянии сопротивление контура равно нулю, токи будут незатухающими. Если теперь выключить внешнее магнитное поле, то магнитный поток внутри полости будет поддерживаться этими незатухающими токами.

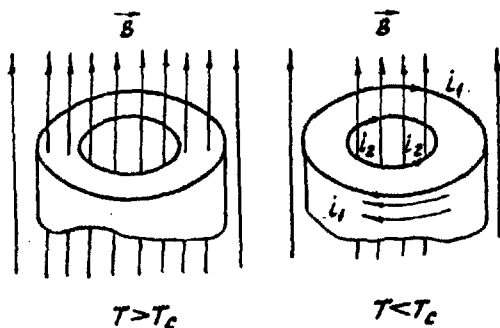


Рис. 11.11. Сверхпроводник со сквозной полостью в магнитном поле