

ного металла, т. е. эффект спаривания оказывает влияние на электроны с импульсами в области шириной  $\Delta r \sim \Delta/v_F$ . Пространственный масштаб куперовской корреляции («размер» пары)  $\xi \sim \hbar/\Delta r \sim \hbar v_F/\Delta$ . Корреляционная длина  $\xi \sim 10^{-7}-10^{-4}$  см (ниж. предел реализуется у ВТСП), однако обычно  $\xi$  намного превышает период кристаллич. решётки.

Эл.-динамич. свойства сверхпроводников зависят от соотношения между стандартной корреляц. длиной  $\xi_0 = \hbar v_F/\Delta(0)$  и характерной толщиной поверхностного слоя, в к-ром существенно изменяется величина эл.-магн. поля  $\delta_L = (mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$ , где  $n_s$  — концентрация сверхпроводящих (спаренных) электронов,  $e$  — заряд электрона. Если  $\delta_L(T) \gg \xi_0$  (такая область всегда имеется вблизи  $T_c$ , т. к. при  $T \rightarrow T_c$   $n_s \rightarrow 0$ ), то куперовские пары можно считать точечными, поэтому эл.-динамика сверхпроводника является локальной и сверхпроводящий ток определяется значением векторного потенциала  $A$  в рассматриваемой точке сверхпроводника (ур-ние Лондонов). При  $\delta_L(T) \lesssim \xi_0$  проявляются когерентные свойства конденсата куперовских пар, эл.-динамика становится нелокальной — ток в данной точке определяется значениями  $A$  в целой области размером  $\sim \xi_0$  (Пиннарда уравнение). Такова обычно ситуация в массивных чистых сверхпроводниках (при достаточном удалении от их поверхности).

Переход металла из нормального в сверхпроводящее состояние в отсутствие магн. поля является фазовым переходом 2-го рода. Этот переход характеризуется комплексным скалярным параметром порядка — волновой ф-цией бозе-конденсата куперовских пар  $\Psi(r)$ , где  $r$  — пространственная координата. В модели БКШ  $|\Psi| = \Delta$  [при  $T = T_c$   $|\Psi| = \Delta = 0$ , а при  $T = 0$   $|\Psi| = \Delta(0)$ ]. Фаза волновой ф-ции  $\Psi$  также имеет существенное значение: через градиент этой фазы определяется плотность сверхпроводящего тока  $j_s$ :

$$j_s = -\frac{ie\hbar}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{2e^2}{mc} A, \quad (3)$$

где знак \* обозначает комплексное сопряжение. Величина плотности тока  $j_s$  также обращается в нуль при  $T = T_c$ . Фазовый переход нормальный металл — сверхпроводник можно рассматривать как результат спонтанного нарушения симметрии по отношению к группе симметрии  $U(1)$  калибровочных преобразований волновой ф-ции  $\Psi(r)$ . Физически это соответствует нарушению ниже  $T_c$  сохранения числа электронов в связи с их спариванием, а математически выражается появлением отличных от нуля ср. значений параметра порядка  $\langle \Psi(r) \rangle$ .

Щель в энергетич. спектре электронов не всегда совпадает с модулем параметра порядка (как это имеет место в модели БКШ) и вообще не является необходимым условием. С. Так, напр., при введении в сверхпроводник парамагн. примесей в нек-ром диапазоне их концентраций может реализовываться бесщелевая С. (см. ниже). Свообразна картина С. в двумерных системах, где термодинамич. флуктуации фазы параметра порядка разрушают дальний порядок (см. Мёржина — Ватнера теорема), и тем не менее С. имеет место. Оказывается, что необходимым условием существования сверхпроводящего тока  $j_s$  является даже не наличие дальнего порядка (конечного ср. значения параметра порядка  $\langle \Psi(r) \rangle \neq 0$ ), а более слабое условие степенного убывания корреляционной функции

$$\langle \Psi(r) \Psi^*(r') \rangle_{|r-r'| \rightarrow \infty} \sim \frac{1}{|r-r'|^\alpha}, \quad (\alpha > 0).$$

Тепловые свойства. Теплоёмкость сверхпроводника (как и нормального металла) состоит из электронной  $C_{es}$  и решёточной  $C_{ps}$  компонент. Индекс  $s$  относится к сверхпроводящей фазе,  $n$  — к нормальной,  $p$  — к электронной компоненте,  $r$  — к решёточной.

При переходе в сверхпроводящее состояние решёточная часть теплоёмкости почти не изменяется, а электронная увеличивается скачком. В рамках теории БКШ для изотропного спектра

$$\frac{C_{es}(T)}{C_{en}(T_c)} = \begin{cases} 2,43 + 3,77(T/T_c - 1), & T_c - T \ll T_c \\ 1,35(\Delta(0)/kT)^{3/2} \exp(-\Delta(0)/kT), & T \ll T_c. \end{cases}$$

При  $T \ll T_c$  значение  $C_{es}$  экспоненциально убывает (рис. 3) и теплоёмкость сверхпроводника определяется своей решёточной частью  $C_{ps} \sim T^3$ . Характерная экспоненциальная зависимость  $C_{es}$  даёт возможность непосредственного измерения  $\Delta(0)$ . Отсутствие этой зависимости свидетельствует о том, что в нек-рых точках

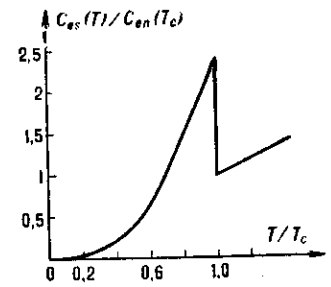


Рис. 3. Скачок теплоёмкости при переходе в сверхпроводящее состояние.

поверхности Ферми энергетич. щель обращается в нуль. По всей вероятности, последнее связано с нефононным механизмом притяжения электронов (напр., в системах с тяжёлыми фермионами, где при низких тем-рах  $C_{es} \propto T^3$  для  $UB_{13}$  и  $C_{es} \propto T^2$  для  $CeCuSi_2$ ).

Теплопроводность металла при переходе в сверхпроводящее состояние не испытывает скачка, т. е.  $\kappa_s(T_c) = \kappa_n(T_c)$ . Зависимость  $\kappa_s(T)$  обусловлена рядом факторов. С одной стороны, сами электроны дают свой вклад в теплопроводность  $\kappa_{es}$ , к-рый по мере понижения тем-ры и образования куперовских пар уменьшается. С др. стороны, фононный вклад  $\kappa_{ps}$  начинает несколько увеличиваться, поскольку с уменьшением числа электронов увеличивается длина свободного пробега фононов (электроны, объединённые в куперовские пары, фононов не рассеивают и сами тепло не переносят). Т. о.,  $\kappa_{es} < \kappa_{en}$ , в то время как  $\kappa_{ps} > \kappa_{pn}$ . В чистых металлах, где выше  $T_c$  преобладает электронная часть теплопроводности, она остаётся определяющей и при переходе в сверхпроводящее состояние; в результате  $\kappa_s/\kappa_n < 1$  при всех тем-рах ниже  $T_c$ . В сплавах же, наоборот, теплопроводность определяется в основном своей фононной частью и при переходе через  $T_c$   $\kappa_s$  начинает возрастать ввиду уменьшения числа неспаренных электронов.

Магнитные свойства. Благодаря возможности протекания в сверхпроводнике бездиссипативных сверхпроводящих токов, он при определ. условиях эксперимента проявляет эффект Мейснера, т. е. ведёт себя в присутствии не слишком сильного внеш. магн. поля как идеальный диамагнетик (магн. восприимчивость  $\chi = -1/4\pi$ ). Так, для образца, имеющего форму длинного сплошного цилиндра в однородном внеш. магн. поле  $H$ , приложенном вдоль его оси, намагниченность образца  $M = -H/4\pi$ . Выталкивание внеш. магн. поля из объёма сверхпроводника приводит к понижению его свободной энергии. При этом экранирующие сверхпроводящие токи протекают в тонком поверхностном слое  $\delta \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$  см. Эта величина характеризует и глубину проникновения внеш. магн. поля в образец.

По своему поведению в достаточно сильных полях сверхпроводящие материалы делятся на две группы: сверхпроводники 1-го и 2-го рода (рис. 4). Нач. участок кривых намагничивания (где  $M = -H/4\pi$ ) соответствует полному эффекту Мейснера. Дальнейший ход кривых у сверхпроводников 1-го и 2-го рода существенно различается.