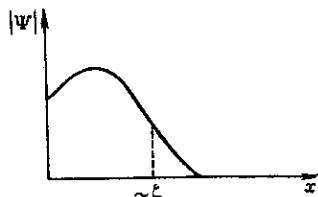


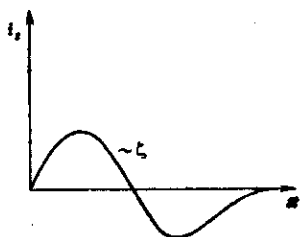
[или 1-го рода с  $\kappa > (1,69\sqrt{2})^{-1}$ ] с плоской границей поместить в параллельное границе магн. поле  $H$ ,  $H_{c2} < H < 1,69H_{c2}$ , то вблизи поверхности в нём образуется зародыш сверхпроводящей фазы. При этом объём материала пребывает в нормальном состоянии, сверхпроводящим оказывается лишь приповерхност-

Рис. 6. Зависимость модуля параметра порядка  $|\Psi|$  от расстояния до поверхности  $x$  в случае поверхностной сверхпроводимости.



ный слой толщиной  $\sim \xi$  (рис. 6). Здесь возникают пост. сверхпроводящие токи, к-рые частично выталкивают внеш. магн. поле из приповерхностного слоя. Однако по мере удаления от поверхности плотность этого тока

Рис. 7. Профиль плотности сверхпроводящего тока  $j_s$ , текущего вблизи поверхности сверхпроводника в случае поверхностной сверхпроводимости, —  $x$  расстояние до поверхности.



обращается в нуль и затем изменяет знак (рис. 7) так, чтобы выполнялось условие

$$\int_0^{\infty} j_s(x) dx = 0;$$

тогда магн. поле в глубине образца ( $x \gg \xi$ ) совпадает с внешним. Если внеш. поле не параллельно поверхности, в образце возникает вихревая структура, период к-рой определяется углом наклона магн. поля к поверхности (И. О. Кулик, 1967).

Квантование магнитного потока. Когерентность состояния бозе-конденсата куперовских пар проявляется также в квантовании магн. потока, проходящего через неодносвязанный сверхпроводник (напр., полный цилиндр со стенками толщиной  $d \gg \delta$  в продольном магн. поле  $H < H_c$  для сверхпроводника 1-го рода или  $H < H_{c1}$  для сверхпроводника 2-го рода). Магн. поток  $\Phi$ , заключённый в этом цилиндре, может иметь лишь определ. дискретные значения:  $\Phi = n\Phi_0$ , где  $n$  — целое число. Величина кванта магн. потока  $\Phi_0 = hc/2e = \approx 2,07 \cdot 10^{-7}$  Э.см<sup>2</sup> весьма мала, поэтому эффект квантования проявляется лишь в очень прецизионных экспериментах. Наблюдение на опыте теоретич. предсказанной величины кванта  $\Phi_0$  стало одним из подтверждений существования куперовских пар, т. к. если бы носителями заряда в сверхпроводнике служили отд. электроны, то квант магн. потока должен был бы иметь вдвое большую величину (см. Ааронова — Бома эффект). Квантованность магн. потока существенна для понимания поведения сверхпроводника 2-го рода и в магн. полях выше  $H_{c1}$ , т. к. внеш. поле проникает в него в виде отд. вихрей, каждый из к-рых несёт в себе один квант магн. потока, что определяет само число вихрей.

Описанная картина квантования магн. потока может нарушиться в случае своеобразного термоэлектрич. эффекта в сверхпроводящем кольце из двух разл. сверхпроводников, спай к-рых поддерживаются при разл. темп-рах  $T_1$  и  $T_2$ , помещённом в магн. поле. В этом случае величина потока может отличаться от целого числа квантов. Обусловленная термоэлектричеством щелевая добавка зависит от темп-ры:

$$\Phi/\Phi_0 = (m/\pi\hbar) \int_0^{T_c} \left[ (\chi_s/\mu n_s)_a - (\chi_s/\mu n_s)_b \right] dT,$$

где индексы  $a$  и  $b$  относятся к первому и второму сверхпроводникам,  $\chi_s$  — теплопроводность,  $\mu$  — хим. потенциал,  $n_s$  — число сверхпроводящих электронов.

Роль примесей. Обычные немагн. примеси оказывают весьма слабое влияние на термодинамич. свойства сверхпроводников. Их относит. вклад в эти свойства определяется величиной  $(a/l) \sim c$ , где  $a$  — межатомное расстояние,  $l$  — длина свободного пробега электрона, определяющаяся рассеянием на примесях,  $c$  — концентрация примесей. Немагн. примеси действуют только на электрич. заряд и одинаковым образом рассеивают оба спаренных электрона, не разрушая куперовскую пару. Однако при увеличении концентрации примесей величина  $l$  уменьшается и становится сравнимой со стандартной корреляц. длиной  $\xi_0$ . Характер движения спаренных электронов меняется с баллистического (без рассеяния) на диффузионный. При этом если  $l < \xi_0$ , то эфф. корреляц. длина  $\xi = \sqrt{l\xi_0}$  зависит от длины свободного пробега. Убывание  $\xi$  с ростом концентрации примесей (при соответств. значениях  $l$ ) заменяет эл.-динамич. и кинетич. свойства сверхпроводника, увеличивает относит. вклад сверхпроводящих флуктуаций (см. ниже).

Совершенно иное влияние на  $C$  оказывают примеси парамагн. атомов. Благодаря обменному взаимодействию между спином примеси и спинами электронов, образующих куперовскую пару, рассеяние на такой примеси может привести к переходу пары в триплетное состояние (когда спин пары равен 1) и, вследствие Паули принципа, к её разрушению. Т. о., введение парамагн. примесей в образец приводит к подавлению  $C$ . При очень малой концентрации таких примесей ( $l_s \gg \xi$ ,  $l_s$  — длина свободного пробега с переворотом спина) уменьшение  $T_c$  оказывается обратно пропорциональным  $l_s$ :

$$\Delta T_c/T_c \sim \xi/l_s.$$

Когда кон-ция парамагн. примесей достигает нек-рого критич. значения  $c_{кр}$  и  $l_s$  становится порядка  $\xi$  ( $c_{кр} \sim$  неск. атомных %),  $T_c$  обращается в нуль (исключение составляют магнитные сверхпроводники).

При введении в сверхпроводник парамагн. примеси энергетич. щель  $\Delta$  в спектре электронов обращается в нуль несколько раньше, чем  $T_c$ , при кон-ции 0,915  $c_{кр}$ . В узком диапазоне кон-ций 0,915  $c_{кр} <$

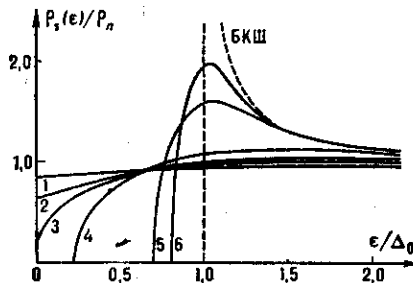


Рис. 8. Зависимость одноэлектронной плотности состояний в сверхпроводнике  $\rho_1$  от энергии  $e$  при различных концентрациях парамагнитных примесей. Возрастающие номера кривых 1—6 идут в порядке уменьшения концентрации примесей. Кривые 1—3 соответствуют бесщелевой сверхпроводимости. Зависимость, описываемая моделью БКШ, выделена пунктиром. (Плотность состояний в нормальном металле  $\rho_n = \text{const}$ ,  $\Delta_0$  — параметр порядка при  $T = 0$ .)

$< c < c_{кр}$  реализуется необычное состояние бесщелевой  $C$ . (А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, 1960), когда явление  $C$  и эффект Мейснера имеют место, а щели в спектре уже нет (рис. 8). Зависимость теплоёмкости сверхпроводника от темп-ры в таком состоянии ста-