ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПАРАМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

С.Л.Гинзбург

Задача о рассеянии электрона в сверхпроводнике парамагнитной примесью решается с помощью дисперсионного метода, использующего соотношения унитарности и аналитические свойства амплитуды рассеяния. Такой подход к задаче ранее уже был использован Маки [1]. Им, в частности, были сформулированы условия унитарности. Однако найденные Маки выражения для амплитуд рассеяния обладают неправильными аналитическими свойствами (полюс по энергии на физическом листе), что отмечает и сам автор. В настоящей работе найдено выражение для амплитуд рассеяния для частного случая спина, равного единице, и равной нулю необменной части взаимодействия. Полученное решение удовлетворяет условиям унитарности, обладает правильными аналитическими свойствами по энергии и переходит в выражение для амплитуд рассеяния в нормальном металле, если $|\omega| >> \Delta$ (ω – энергия, отсчитанная от поверхности Ферми, а Δ – щель). С помощью этого выражения для амплитуд можно вычислить температуру перехода в сверхпроводящее состояние и щель при нулевой температуре для сверхпроводника, содержащего малую концентрацию парамагнитных примесей.

Оказывается, что при отрицательном знаке обменной части взаимодействия электрона с примесью и большой величине некоторой характерной энергии ϵ_0 ($\epsilon_0 >> \Delta$) температура перехода и щель при внесении примесей увеличиваются, а не уменьшаются, как обычно [2]. По существу это явление обусловлено той же причиной, что и максимум сопротивления при нулевой температуре в нормальном металле: максимально возможным, с точки зрения условий унитарности, значением абсолютной величины необменной амплитуды рассеяния на поверхности Ферми в нормальном металле (см. подробнее об этом работу [3]). Вывод приведенного ниже решения и обобщение на случай произвольного спина примеси будут опубликованы в подробной статье. В случае, когда необменная часть взаимодействия равна нулю, имеются четыре независимых амплитуды рассеяния $t_\pm$ и $r_\pm$, для которых существуют условия унитарности (1).

Нетрудно проверить, что при нулевой температуре и спине примеси $S = 1$ этим условиям унитарности удовлетворяют функции:

$$t_\pm = r_\pm \Phi_\pm - \frac{1}{2ig_\pm},$$

$$r_\pm = \frac{1}{2ig_\pm} \frac{\Phi_\pm}{\Phi_\pm^2 - 1} D(\omega),$$

$$\Phi_\pm = -\frac{i}{\pi h}\frac{p_0}{g_\pm} + \frac{i}{\pi}\ln\frac{\omega + \sqrt{\omega^2 - \Delta^2}}{\Delta} + \frac{1}{2},$$

$$g_\pm = p_0 \frac{\omega \pm \Delta}{\sqrt{\omega^2 - \Delta^2}},$$

$$h = g\left(1 - g\ln\frac{\Delta}{2E_F}\right)^{-1}. \qquad (1)$$

Здесь p_0 – импульс Ферми.

Входящая в эти выражения константа g может быть связана с величиной b, характеризующей обменную часть взаимодействия [3].

Если рассмотреть область больших ω, где формулы должны переходить в обычные формулы теории возмущений, то оказывается, что $g = 2p_0 b \pi^{-1}$.

В дальнейшем мы считаем, что $|g| << 1$. Функция $D(\omega)$ вне области щели унимодулярна. Ее конкретный вид довольно сложен и будет приведен в подробной статье. В настоящей заметке мы ограничимся указанием на то, что при $g<0$ и $\Delta \ll \epsilon_0 = E_F \exp(-|g|^{-1})$; $D \approx -1$, такое значение D необходимо, чтобы наши формулы при $\Delta \to 0$ переходили в соответствующие выражения для амплитуды рассеяния в нормальном металле при $g \lessgtr 0$[3].

При $g<0$ и $\Delta \ll \epsilon_0$

$$t_\pm \approx i(g_\pm^{-1} - \frac{\pi^2 h^2}{2p_0^2} g_\pm) .$$

Пользуясь этим выражением и производя вычисления, полностью аналогичные приведенным в [2], получаем следующие выражения для щели в случае малых концентраций примеси

$$\Delta = \Delta_0 - \frac{\pi\Gamma}{4}; \quad \Gamma = -\frac{2\pi n}{m}\frac{\pi^2 h^2}{p_0}. \tag{2}$$

Здесь Δ_0 – щель в отсутствии примесей. В работе [2] величина Γ положительна. В нашем случае $\Gamma < 0$ и благодаря этому обстоятельству щель при введении примесей увеличивается. Отрицательность Γ обусловлена тем, что в (1) $D = -1$ при $\omega \sim \Delta$, что, в свою очередь, как мы уже отмечали выше, является по-существу отражением того факта, что при $g<0$ амплитуда рассеяния в нормальном металле при $\omega = 0$ максимальна. Поскольку мы рассматриваем случай $\Delta \ll \epsilon_0$, где ϵ_0 характерная энергия, начиная с которой проявляются явления, связанные с эффектом Кондо [3], то наличие сверхпроводимости не должно сказываться на существование этого максимума. Точно также оказывается, что в рассматриваемом случае увеличивается и температура перехода в сверхпроводящее состояние. Заметим также, что при $g>0$ результаты, полученные указанным выше методом совпадают с соответствующими результатами работы [2].

В заключение автор выражает благодарность С.В.Малееву за большое число интересных обсуждений.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
24 октября 1967 г.

Литература

[1] K.Maki. Phys. Rev., 153, 428, 1967.
[2] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков. ЖЭТФ, 39, 1781, 1960.
[3] С.В.Малеев. ЖЭТФ, 51, 1940, 1966.