

СПИНОВЫЙ РЕЗОНАНС И НАЙТОВСКИЙ СДВИГ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Р.Г.Миц

В работе рассмотрен спиновый резонанс в массивных сверхпроводниках первого и второго рода, в том числе и в условиях существования поверхностной сверхпроводимости. Рассмотрен также найтовский сдвиг в тонких сверхпроводящих пленках, возникающий без учета спин-орбитального взаимодействия.

Как уже неоднократно обсуждалось в литературе, в чистых сверхпроводниках существуют возбуждения с энергией $\epsilon < \Delta$, здесь Δ – сверхпроводящая щель. В сверхпроводниках первого рода (массивный образец или пластина) это возбуждения, локализованные на магнитных поверхностных уровнях [1, 2], в сверхпроводниках второго рода – на уровнях в стволе вихря [3], либо на магнитных поверхностных уровнях [4]. Начиная с некоторого значения внешнего магнитного поля $H = H_2$ [4] (а в стволе вихря всегда) минимальная энергия перечисленных уровней обращается в нуль. В результате плотность состояния на ферми-поверхности $\nu(\epsilon_F)$ при $H > H_2$ для сверхпроводников первого рода $H > H_C$ для сверхпроводников второго рода остается конечной.

Обращение минимальной энергии возбуждений в нуль связано с магнитным полем. Учет спина приводит, очевидно, в этой ситуации к соответствующему расщеплению уровней: $\Delta E = 2\mu_0 \bar{H}$, где μ_0 – магнетон Бора, \bar{H} – среднее магнитное поле, действующее на возбуждение. На-

личие спинового расщепления одновременно с $\nu(\epsilon_F) \neq 0$ приводит к появлению, даже при $T = 0$, парамагнитного момента. Восприимчивость χ_S при этом, как обычно, определяется плотностью состояний $\nu(\epsilon_F)$. Нетрудно показать, что во всех перечисленных случаях $\nu(\epsilon_F)$ на единицу объема, в котором имеются соответствующие уровни, порядка плотности состояний в нормальном металле, тем самым χ_S оказывается порядка χ_n . Рассмотрим к чему приводят эти особенности спектра возбуждений в сверхпроводниках.

Прежде всего заметим, что в тонких пленках, где обычно проводят измерения найтовского сдвига, при $H > H_2$ (даже если $T = 0$) $\chi_S \sim \chi_n$. В меньших полях ($H < H_2$) χ_S (при $T = 0$) обращается в нуль. Следовательно, в сильном параллельном поверхности пленки магнитном поле найтовский сдвиг остается конечным даже без учета спин-орбитального взаимодействия. Аналогичное поведение найтовского сдвига в шариках и цилиндриках малого радиуса было получено в [5].

Далее, следует отметить, что в массивных образцах должен наблюдаться спиновый резонанс на частоте соответствующей энергии расщепления: $\Omega = 2\mu_0 \bar{H} / \hbar$. Эта частота однако зависит от параметров движения квазичастиц. Как всегда резонансной оказывается экстремальная или граничная частота, что уменьшает амплитуду резонанса и определяет форму линии. Для магнитных поверхностных уровней \bar{H} в несколько раз меньше внешнего магнитного поля и зависит от P_x и P_z (сферическая ферми-поверхность) или от P_x (цилиндрическая ферми-поверхность), здесь оси x и z лежат в плоскости параллельной поверхности образца, P_x, P_z — импульсы возбуждения вдоль осей x и z соответственно. Зависимость резонансной частоты от параметров движения приводит также к тому, что временем релаксации спина становится время свободного пробега, так как частица покидает резонансную группу в результате любого акта рассеяния. Отметим, что здесь, как и в случае любого резонанса на выделенной группе носителей, применимо приближение времени релаксации [6]. Особенностью спинового резонанса в сверхпроводнике является то, что возбуждения с $\epsilon = 0$ не могут покинуть скин-слой. Это приводит к усилению резонанса по отношению к ситуации в нормальном металле [7], однако зависимость Ω от импульсов, как было показано, уменьшает амплитуду резонанса. В результате резонанс в сверхпроводниках отличается по амплитуде от резонанса в нормальном металле [7] в

$$\frac{\tau}{T_s} \frac{\delta_{\text{эфф}}}{\delta} \sqrt{\Omega\tau} \gg 1$$

раз, здесь τ, T_s — времена релаксации по импульсу и по спину соответственно, δ — глубина скин-слоя, $\delta_{\text{эфф}}$ — эффективная глубина затухания магнитного момента [7]. Отличие (в несколько раз) по частоте позволяет разделить поглощение на поверхности от собственно спинового резонанса.

Уровни в стволе вихря локализованы на расстояниях порядка ξ (размер пары), т. е. находятся в практически однородном магнитном поле и в резонансе участвуют все возбуждения, при этом и время релаксации — время переброса спина. Резонансная частота здесь не зависит от

внешнего поля и позволяет измерить поле на стволе вихря, амплитуда же резонанса пропорциональна внешнему магнитному полю (числу вихрей). В случае внешнего поля параллельного поверхности образца возбуждения с $\epsilon = 0$ не покидают скин-слоя и относительно ситуации в нормальном металле [7] резонанс усиливается в

$$\frac{H}{H_{C_2}} \frac{\delta \text{эфф}}{\delta} \Omega T_s \gg 1,$$

раз, а форма линии становится лоренцевской. Если внешнее магнитное поле перпендикулярно поверхности образца, то надо учесть диффузию спинов, и все разыгрывается аналогично нормальному металлу. Отметим еще, что из-за характера движения возбуждений резонанс здесь не чувствителен к величине спиновой релаксации на поверхности, по поводу которой обычно трудно что-либо сказать.

В области существования поверхностной сверхпроводимости, как показано в [8], вблизи поверхности возникают возбуждения с $\epsilon = 0$ (аналог магнитных поверхностных уровней), а возбуждения с $\epsilon = 0$, двигающиеся из глубины металла, претерпевают отражение от сверхпроводящего слоя, так, что это эквивалентно строго зеркальным условиям. Спиновый резонанс здесь происходит как на поверхностных, так и на объемных возбуждениях. Если рассеяние спина на поверхности не существенно, а магнитное поле практически однородно, то ситуация аналогична уже обсуждавшемуся резонансу в сверхпроводниках второго рода. При сильном рассеянии спинов на поверхности поглощение определяется объемными возбуждениями, на которых это рассеяние не сказывается. Таким образом по форме и амплитуде линии в этом случае можно изучать характер спиновой релаксации на поверхности.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 января 1974 г.

Литература

- [1] P. A. Pincus, Phys. Rev., 158, 346, 1969.
- [2] М. Я. Азбель, ЖЭТФ, 59, 295, 1970.
- [3] C. Caroli, P. G. De Gennes, J. Matricon, Phys. Lett., 9, 307, 1964.
- [4] М. Я. Азбель, Л. Б. Дубовский, Р. Г. Минц, ЖЭТФ, 60, 1895, 1971.
- [5] А. И. Ларкин, ЖЭТФ, 48, 232, 1965.
- [6] И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, Электронная теория металлов, М., 1971.
- [7] М. Я. Азбель, В. И. Герасименко, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 35, 691, 1958.
- [8] Р. Г. Минц, Письма в ЖЭТФ, 18, 523, 1973.