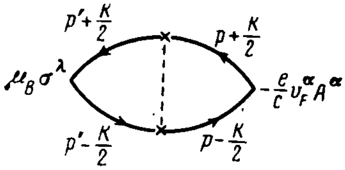
Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 5, стр. 188 – 191 *10 марта 1985 г.*

ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ СПИНОВОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Л.С.Левитов, Ю.В.Назаров, Г.М.Элиашберг

Рассмотрен вклад в электронную спиновую восприимчивость сверхпроводника от поляризации спинов мейснеровскими токами, который может приводить к значениям, гораздо большим восприимчивости нормального металла. Обсуждается распределение спина.

Согласно теории БКШ спиновая восприимчивость электронов сверхпроводника стремится к нулю при низких температурах [1]. Если же учесть спин-орбитальное взаимодействие с примесями, то, даже при $T=0$, получается отличное от нуля значение, меньшее однако χ_0, восприимчивости нормального металла [2]. Мы хотим указать механизм спиновой восприимчивости, имеющийся только в сверхпроводниках, который может приводить к значениям, большим χ_0. Он аналогичен механизму поляризации спинов током в нормальном металле [3], и заключается в поляризации спинов электронов, создающих мейснеровский ток, при спин-орбитальном рассеянии на примесях.



Для вычисления этого вклада в спиновый отклик, который мы будем называть аномальной восприимчивостью, нужно рассмотреть диаграммы типа изображенной на рисунке. Крестиком обозначена полная амплитуда рассеяния с учетом спин-орбитального взаимодействия, а линией со стрелкой – любая из функций Грина модели БКШ. Диаграммы следует обычным образом усреднить по примесям и выделить нечетную по k часть, которая и даст вклад в намагниченность $\mathbf{M_k} = \chi_1(\mathbf{k})\mathbf{H_k}$. Чтобы диаграмма не привела к нулевому результату ни при суммировании по частотам, ни при вычислении следа произведения матриц Паули, нужно позаботиться о выборе амплитуды рассеяния. Она, наряду с частью, зависящей от спина, должна содержать часть, нечетную по частоте. Для модельных вычислений мы выбрали точечные примеси, амплитуду рассеяния на которых достаточно вычислить во втором борновском приближении:

$$T_{pp'}(\omega) = u + i\,\frac{u\Lambda}{p_0^2}\,(\vec{\sigma},\ \mathbf{p}\times\mathbf{p}') - i\,\frac{p_0 m}{2\pi}\,u^2\,\mathrm{sgn}\,\omega\,.$$

Здесь Λ – константа спин-орбитального взаимодействия $(\Lambda \sim (\frac{Ze^2}{\hbar c})^2)$. Приведем результаты вычислений для чистого и грязного сверхпроводников:

а) $\xi_0 \ll l$

$$\chi_1(\mathbf{k}) = -\left(\frac{p_0^2}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \mu_B\,\frac{e}{c}\,\frac{u\Lambda}{2\tau}\,T\sum_\omega \frac{\Delta^2}{(\omega^2+\Delta^2)^{5/2}}\,Q\left(\frac{k v_F}{2(\omega^2+\Delta^2)^{1/2}}\right), \tag{1}$$

где $Q(x) = x^{-6}(x - \mathrm{arc\,tg}\,x)\left((x^2+1)\,\mathrm{arc\,tg}\,x - x\right)$

б) $\xi_0 \gg l$

$$\chi_1(\mathbf{k}) = -\left(\frac{p_0^2}{3\pi\hbar^2}\right)^2 \mu_B\,\frac{e}{c}\,u\Lambda\tau\,T\sum_\omega \frac{\Delta^2}{\omega^2+\Delta^2}\,\frac{1}{(\omega^2+\Delta^2)^{1/2} + (2\tau_s)^{-1} + \frac{1}{2}Dk^2}\,. \tag{2}$$

Оценки для $\chi_1(0)$ таковы:

$$\chi_0\Lambda\xi_0^2 p_0 / l,\ \xi_0 \ll l;\qquad \chi_0\Lambda p_0 l\,\frac{\Delta_0}{\Delta_0+\tau_s^{-1}}\,,\quad \xi_0 \gg l. \tag{3}$$

Если константа спин-орбитального взаимодействия не слишком мала, а в сверхпроводниках с большим атомным номером (Pb, Sn, Hg) она может быть порядка единицы, аномальная восприимчивость, как ясно из (3), может быть гораздо больше обычной. Кроме того, из (1) и (2) видно, что ее знак произволен и определяется знаком Λ и тем, притягивающий потенциал примеси или отталкивающий.

Оказывается, однако, что большое значение $\chi_1(0)$ не всегда определяет большую величину эффекта (например, найтовского сдвига). Чтобы пояснить это обстоятельство, рассмотрим пленку толщины d в однородном магнитном поле, параллельном поверхности пленки. Будем считать, что Δ постоянна по толщине. Граничные условия для рассеяния будем предполагать зеркальными, а примеси – точечными. Так как электроны, создающие мейснеровский ток, рассеиваются на примесях, примеси становятся источником пространственного разделения электронов с противоположными поляризациями спина. Поскольку ток неоднороден, спины электронов, рассеянных в одну точку, не компенсируются, что и означает появление намагниченности, пропорциональной неоднородности тока, т.е. – полю. Кроме того, электроны, рассеянные к стенке, отражаются ею обратно. Это значит, что стенка становится источником спина, распределяющегося вблизи нее в слое порядка радиуса корреляции ядра $\chi_1(\mathbf{k})$ $(min(\xi_0,\ (\xi_0 l)^{1/2},\ \Lambda^{-1}l))$.

Заметим, что при рассеянии на точечной примеси не возникает среднего спина (после усреднения по углу рассеяния он обращается в нуль). Поэтому и намагниченность, усредненная по толщине пленки равна нулю. Из этих соображений можно определить распределение спина в пленке. Оно оказывается таким:

$$M(x) = AT \sum_{\omega} \frac{\Delta^2}{\omega^2+\Delta^2} \left[\frac{L(\omega)\, d}{D} \left(\exp\left(-\frac{x}{L(\omega)}\right) + \exp\left(-\frac{d-x}{L(\omega)}\right)\right) - \frac{1}{(\omega^2+\Delta^2)^{1/2}+(2\tau_s)^{-1}} \right] H,$$

$$0 \leqslant x \leqslant d, \quad A = \left(\frac{p_0^2}{3\pi\hbar^3}\right)^2 \mu_B \frac{e}{c} u\Lambda\tau, \quad L(\omega) = \left(\frac{D}{2(\omega^2+\Delta^2)^{1/2}+\tau_s^{-1}}\right)^{1/2} \tag{4}$$

$$L(\omega) \sim \min\left((\xi_0\, l)^{1/2}, \quad \Lambda^{-1}\, l \right).$$

Предполагается, что сверхпроводник грязный ($\xi_0 \gg l$), а поле – постоянное ($d \ll \delta_{\text{лонд}}$). Рассмотрим два предельных случая:

а) $d \gg L$

$$M = -AT \sum_{\omega} \frac{\Delta^2}{\omega^2+\Delta^2} \frac{1}{(\omega^2+\Delta^2)^{1/2}+(2\tau_s)^{-1}} H \qquad \text{(в глубине пленки)}$$

$$M = AdT \sum_{\omega} \frac{\Delta^2}{\omega^2+\Delta^2} \frac{L(\omega)}{D} H \qquad \text{(на поверхности)} \tag{5}$$

б) $d \ll L$

$$M(x) = A\,\Delta\, \mathrm{th}\left(\frac{\Delta}{2T}\right) \frac{1}{D} \left(\left(x - \frac{1}{2}d\right)^2 - \frac{1}{12} d^2 \right). \tag{6}$$

Теперь ясно, что если мы будем измерять спиновую восприимчивость (например по найтовскому сдвигу), то при $d \gg L$ аномальная часть даст большой вклад, а при $d \lesssim L$ – приведет лишь к небольшому уширению линии ЯМР (поверхностная и объемная части намагниченности усредняются и компенсируют друг друга). Возможно, что такое исчезновение эффекта в маленьких образцах и является причиной того, что аномальная восприимчивость не наблюдалась экспериментально.

Обсудим теперь вопрос о полном спиновом моменте, связанном с аномальной восприимчивостью, с более общей точки зрения. Принимая плотности орбитального тока и спинового момента за термодинамические переменные, введем соответствующие им поля **A** и **H**, которые будем формально рассматривать как независимые. В слабом поле отклики линейны:

$$j_\mu(x) = c \int d^3x' \left(Q^1_{\mu\nu}(x,x') A_\nu(x') + Q^2_{\mu\nu}(x,x') H_\nu(x')\right),$$

$$M_\mu(x) = \int d^3x' \left(Q^3_{\mu\nu}(x,x') A_\nu(x') + Q^4_{\mu\nu}(x,x') H_\nu(x')\right), \tag{7}$$

причем $Q^1_{\mu\nu}(x,x') = Q^1_{\nu\mu}(x',x)$, $Q^4_{\mu\nu}(x,x') = Q^4_{\nu\mu}(x',x)$, $Q^2_{\mu\nu}(x,x') = Q^3_{\nu\mu}(x'x)$. Ядро Q^1 в (7) отвечает эффекту Мейснера, Q^4 – обычной спиновой восприимчивости, Q^3 – аномальной восприимчивости, а Q^2 – термодинамически сопряженному ей эффекту. Пусть **M** – полный спиновый момент образца. Из (7) можно легко получить, что $\delta M_\mu / \delta A_\nu(x) = \int d^3x' Q^2_{\nu\mu}(x,x')$, а это, с точностью до постоянного множителя, плотность орбитального тока $j_\nu(x)$, возникающего в постоянном поле $H_\lambda = \delta_{\lambda\nu}$. Вдали от поверхности ядро Q^2 зависит только от разности своих аргументов, и, поэтому, распределение тока $j_\nu(x)$ однородно: $j_\nu = a_{\nu\mu} H_\mu$. Так как $a_{\nu\mu}$ – псевдотензор, он равен нулю, если группа симметрий сверхпроводника содержит инверсию. Что касается распределения тока вблизи поверхности, то оно, вообще говоря, отлично от нуля и когда инверсия есть, причем его величина зависит от свойств поверхности.

Все это позволяет сделать вывод: если симметрия допускает псевдотензор второго ранга, то вклад в полный момент дает весь объем сверхпроводника, а если нет – только область размера L вблизи поверхности. Впрочем, как ясно из рассмотренного выше примера, эти вклады могут быть одного порядка величины. (Компенсация полного момента в этом примере – не общий факт, а свойство выбранной модели). Подчеркнем еще раз, что речь идет только об аномальной части восприимчивости, связанной с действием магнитного поля на орбитальный ток.

Отметим, наконец, еше один характерный эффект – зависимость плотности спина вблизи поверхности сверхпроводника, находящегося в магнитном поле, от температуры в окрестности точки перехода. Если размер образца много больше $\delta_{\text{лонд}}$, то плотность спина в слое толщины L вблизи поверхности порядка $(\delta_{\text{лонд}}/L)\,\chi_1(0)\,H$, т.е. такая, чтобы компенсировать по порядку величины объемную часть момента. Видно, что плотность спина возле поверхности вблизи точки перехода меняется как $(T_c - T)^{1/2}$, в то время как плотность спина, связанная с обычной восприимчивостью, меняется медленнее (как $T_c - T$). Поэтому аномальную часть можно выделить по температурной зависимости найтовского сдвига ЯМР атомов, расположенных вблизи поверхности.

Литература

1. *Yosida K.* Phys. Rev., 1958, 110, 769.
2. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1962, 42, 1088.
3. *Дьяконов М.И., Перель В.И.* Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 206.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 января 1985 г.