Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.3, стр.193 - 196 ©1993 г. 10 августа

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ КВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОНТАКТАХ С ТУННЕЛЬНЫМ ПАРАМАГНИТНЫМ БАРЬЕРОМ

*С.В.Куплевахский, И.И.Фалько**

Харьковский государственный университет
310077 Харьков, Украина

**Харьковский политехнический институт*
310002 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 22 июня 1993 г.

Предсказано существование (в отсутствие джозефсоновских токов и магнитных полей) локализованного квазичастичного состояния в сверхпроводящем контакте с туннельным парамагнитным барьером. Энергия состояния находится в области щели и вырождена по ориентации квазичастичного спина. Результаты работы могут быть использованы для интерпретации туннельных экспериментов на системах $Pb/Ho(OH)_3/Pb$ и $Pb/Er(OH)_3/Pb$.

В последнее время в литературе рассматривались некоторые новые типы квазичастичных состояний в сверхпроводящих системах с джозефсоновской связью, формирующиеся под влиянием взаимодействий, неинвариантных относительно обращения времени. Эти состояния характеризуются энергией в области щели и волновой функцией, локализованной вблизи барьера. Примером могут служить квазичастичные состояния, индуцированные сверхпроводящим током в обычных контактах $S/I/S$ [1,2] и S/I-сверхрешетках [3] (S – сверхпроводник, I – диэлектрик), а также поляризованные состояния в контактах $S/I(F)/S$ [4,5] ($I(F)$ – ферромагнитный диэлектрик).

Как показано в [4,5], в контакте $S-I(F)-S$ в отсутствие джозефсоновских токов и внешних магнитных полей существует локализованное состояние для единственного направления квазичастичного спина. Его поляризация определяется знаком обменного взаимодействия с барьером, а энергия дается формулой [5]

$$E_{0\alpha}(t) = \Delta_\infty[1 - 2T_S(t)], \qquad |t| \gg \max\{(\Delta_\infty/E_F)^{1/2}, [T_S(1)]^{1/4}\}, \tag{1}$$

где Δ_∞ – параметр щели в глубине сверхпроводящих берегов; $T_S(t)$ – обменная часть вероятности туннелирования, зависящая от косинуса угла падения на барьер ($T_S(1) \ll 1$); E_F – энергия Ферми; $\alpha = (+,-)$ – спиновый индекс. Результаты работ [4,5] привлекались для объяснения наблюдавшихся [6] особенностей туннельной характеристики системы $Pb/Ho(OH)_3/Pb$ при напряжениях менее удвоенной щели массивного Pb ($Ho(OH)_3$ – ферромагнитный диэлектрик при $T \lesssim 2,5\,K$). (Учет джозефсоновских токов, внешних магнитных полей, а также обобщение на случай $S/I(F)$-сверхрешеток см. в [7]).

Интересно, что указанные особенности в поведении $Pb/Ho(OH)_3/Pb$ сохраняются, согласно [6], вплоть до $T \lesssim 4,5\,K$. Кроме того, в той же работе [6] при $1\,K \lesssim T \lesssim 4,5\,K$ наблюдалось уширение пика дифференциальной проводимости туннельного контакта $Pb/Er(OH)_3/Pb$ ($Er(OH)_3$ парамагнитен при $T \gtrsim 1\,K$) относительно эталонной системы с немагнитным барьером $Pb/Lu(OH)_3/Pb$. В связи с этим представляется естественной постановка вопроса о возможности существования локализованного состояния вблизи парамагнитного туннельного барьера (среднее обменное поле в области барьера равно нулю). В настоящей работе мы покажем, что такое состояние действительно существует и обладает рядом отличительных черт по сравнению с поляризованным состоянием в $S/I(F)/S$-контакте.

Как и в [5], будем исходить из уравнения для мацубаровских функций Грина:

$$[i\omega\tau_0\sigma_0 + (E_F + \frac{1}{2m}\vec{\nabla}^2)\tau_3\sigma_0 - \Delta(\mathbf{r})\tau_2\sigma_2 - U(\mathbf{r})]G_\omega(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\tau_0\sigma_0. \qquad (2)$$

Здесь m – масса электрона; $\omega = \pi T(2n+1)$ (n – целое) – мацубаровская частота; $\tau_k\sigma_l$ – прямое произведение матриц Паули в пространстве Горькова–Намбу (τ_k) и спиновом (σ_l), а τ_0 и σ_0 – соответствующие единичные матрицы; $\hbar = 1$. Считается, что берега контакта находятся в чистом пределе, а температура мала по сравнению с критической. Потенциал барьера описывается формулой

$$U(\mathbf{r}) = [V\tau_3\sigma_0 + \sum_i I_{\mathbf{S}_i}\delta(\vec{\rho}-\vec{\rho}_i)]\delta(x),$$

$$I_{\mathbf{S}_i} = \frac{J}{2}[(\tau_0+\tau_3)(\vec{\sigma}\mathbf{S}_i) - (\tau_0-\tau_3)(\vec{\sigma}^*\mathbf{S}_i)], \qquad (3)$$

где V – необменная часть потенциала, $\vec{\rho} = (y,z)$, J – обменный интеграл, $\mathbf{S}_i$ – спин магнитного атома в точке $\mathbf{r}_i = (0,\vec{\rho}_i)$. В данном случае мы пренебрегаем квантовой природой спина $\mathbf{S}_i$ и рассматриваем его как классический вектор, что справедливо в пределе $S \gg 1$, $J \to 0$, $SJ = \mathrm{const}$ ($S = |\mathbf{S}_i|$) [8]. Отбрасывая условие самосогласования, для потенциала спаривания принимаем аппроксимацию $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_\infty$, законность которой обосновывается ниже.

С учетом этой аппроксимации удобно перейти от (2) к интегральному уравнению

$$G_\omega(x,x';\mathbf{p}_\perp,\mathbf{p}'_\perp) = G^{(0)}_\omega(x,x';\mathbf{p}_\perp)\delta(\mathbf{p}_\perp-\mathbf{p}'_\perp)+$$
$$+\frac{1}{(2\pi)^2}G^{(0)}_\omega(x,0;\mathbf{p}_\perp)\sum_i I_{\mathbf{S}_i}\exp(-i\mathbf{p}_\perp\vec{\rho}_i)\int d^2\mathbf{p}''_\perp G_\omega(0,x';\mathbf{p}''_\perp,\mathbf{p}'_\perp)\exp(i\mathbf{p}''_\perp\vec{\rho}_i), \qquad (4)$$

где выполнено фурье-преобразование по координатам x,y. Фигурирующая в (4) функция Грина $G^{(0)}_\omega(x,x';\mathbf{p}_\perp)$ дает решение (2) при $J = 0$. Ее явный вид приведен в [5]. Уравнению (4) сопоставим диаграмму с очевидными обозначениями:

$$x \,\rule{1.5cm}{3pt}\, x' = x \,\rule{1.5cm}{0.4pt}\, x' + x \,\rule{1.5cm}{0.4pt}\, \overset{\times}{0} \,\rule{1.5cm}{3pt}\, x'. \qquad (5)$$

Для упрощения будем пока считать, что магнитные атомы распределены хаотически в плоскости барьера. Если при этом имеется ферромагнитное упорядочение, уравнение (4) допускает непосредственное решение в приближении среднего поля для спин-системы. Его также можно описать с помощью диаграммы (5), однако теперь жирным линиям будут соответствовать усредненные функции Грина $< G_\omega >$ (диагональные по поперечному импульсу), а кресту нужно сопоставить фактор

$$\langle \sum_i I_{\mathbf{S}_i}\exp(-i(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}'_\perp))\vec{\rho}_i] \rangle = (2\pi)^2 cJS\delta(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}'_\perp)\tau_3\sigma_3,$$

где c – концентрация моментов. Функция $\langle G_\omega \rangle$, естественно, совпадает с точностью до обозначения констант с функцией Грина контакта $S/I(F)/S$, найденной в [5] несколько иным методом, а аналитическое продолжение $\langle G_{-iE}(0, x; \mathrm{p}_\perp) \rangle$ в пределе малой прозрачности барьера ($V \gg v_0, JS$, где v_0 – скорость Ферми) имеет полюсы при энергиях (1), причем $\alpha = \mathrm{sgn} J$ и

$$T_S(t) = \frac{(cJS)^2 v_0^2 t^2}{V^4}. \tag{6}$$

Если магнитные моменты находятся в парамагнитной фазе (среднее значение спина в точке r_i равно нулю), в неусредненном уравнении, представленном диаграммой (5), необходимо предварительно выделить подкласс главных диаграмм. Учитывая, что при усреднении по угловым переменным отличный от нуля вклад дают лишь четные степени спина в одной и той же точке r_i, в пределе малой прозрачности получим

$$x \text{━━━} x' = x \text{———} x' + x \text{———} \underset{0}{\times} \text{———} \underset{0}{\times} \text{━━━} x', \tag{7}$$

где жирным линиям соответствуют усредненные функции Грина $\langle G_\omega \rangle$, а штриховая линия соединяет кресты, относящиеся к одному спину. При выводе (7) мы пренебрегли диаграммами, описывающими усреднение степеней спина выше второй, а также диаграммами с пересекающимися штриховыми линиями, поскольку они дают вклад, малый в меру малости отношения JS/V (невозмущенные функции Грина $G_\omega^{(0)}$ с одной из координат в плоскости барьера содержат множитель V^{-1}). По этой же причине не дает ничего нового утолщение линии между двумя крестами во втором члене (7) (самосогласованное приближение для массового оператора).

Уравнение (7) решается элементарно. Для нас представляет интерес величина

$$\langle G_\omega(0, x; \mathrm{p}_\perp) \rangle = [\tau_0 \sigma_0 - (2\pi)^{-1} c J^2 S^2 G_\omega^{(0)}(0, 0; \mathrm{p}_\perp) \cdot$$
$$\cdot \int d^2 \mathrm{p}'_\perp G_\omega^{(0)}(0, 0; \mathrm{p}'_\perp)]^{-1} G_\omega^{(0)}(0, x; \mathrm{p}_\perp).$$

Энергия локализованного состояния определяется из уравнения

$$\det [\tau_0 \sigma_0 - (2\pi)^{-1} c J^2 S^2 G_{-iE}^{(0)}(0, 0; \mathrm{p}_\perp) \int d^2 \mathrm{p}'_\perp G_{-iE}^{(0)}(0, 0; \mathrm{p}'_\perp)] = 0. \tag{8}$$

Подстановка в (8) выражений для невозмущенных функций Грина из [5], взятых в квазиклассическом приближении ($|t| \gg (\Delta_\infty / E_F)^{1/2}$), дает

$$E_{0\pm}(t) = \Delta_\infty [1 - 2T'_S(t)], \qquad |t| \gg \{(\Delta_\infty / E_F)^{1/2}, [T'_s(1)]^{1/3}\}, \tag{9}$$

где

$$T'_S(t) = \frac{1}{3} \frac{cJ^2 S^2 v_0^2 p_0^2}{V^4} \tag{10}$$

(p_0 – импульс Ферми). Как и следовало ожидать, в отсутствие среднего обменного поля, при заданном знаке J локализованное состояние формируется для обеих ориентаций квазичастичного спина. Из пространственного поведения $\langle G_{-iE} \rangle$ явствует, что плавное экспоненциальное затухание состояния (9) в глубине сверхпроводящих берегов происходит на расстояниях от барьера порядка $[|t|/T'_S(1)]^{1/2}\xi_0$ (ξ_0 – длина когерентности БКШ). Следуя рассуждениям [5], можно показать, что условие $|t| \gg [T'_S(1)]^{1/3}$ позволяет пренебречь поправками к (9), обусловленными зависимостью потенциала спаривания от координат. (Самосогласованное решение $\Delta(x)$ вблизи барьера характеризуется симметричным провалом эффективной ширины $\sim 2\xi_0$ и глубины $\sim 2T'_S(1)\Delta_\infty$).

Если концентрация магнитных моментов близка к единице, обменная часть туннельной прозрачности парамагнитного барьера в направлении нормали $T'_S(1)$ имеет порядок обменной части туннельной прозрачности $T_S(1)$ барьера в контакте $S/I(F)/S$ (формула (6)). Отметим, однако, иную форму угловой зависимости $T'_S(t)$ по сравнению с $T_S(t)$. Формулы (9), (10) (как, впрочем, и (1), (6)) фактически остаются справедливыми и в том случае, когда магнитные моменты образуют регулярную решетку в плоскости барьера, но вместо c следует подставить $1/\Omega$, где Ω – площадь элементарной ячейки.

Хотя энергия состояния (9) по порядку величины сравнима с энергией поляризованного состояния (1) (для $|t| \simeq 1$), возможности его наблюдения в туннельном эксперименте представляются более затруднительными. Дело в том, что отношение второго члена в правой части уравнения (7) к аналогичному члену уравнения (5), описывающего контакт $S/I(F)/S$, имеет порядок JS/V, а это может означать, что на кривых дифференциальной проводимости состоянию (9) будет соответствовать значительно меньший пик, чем состоянию (1). Подчеркнем, однако, что корректное сопоставление с результатами эксперимента возможно лишь на основании последовательной нестационарной теории. Эта задача выходит за рамки настоящей публикации.

Один из авторов (С.В.К.) благодарит проф. А.Хаана (г.Бохум, ФРГ)[1] и всех участников теоретического семинара проф. Р.Кюммеля (г.Вюрцбург, ФРГ)[2] за полезное обсуждение проблемы спектра возбуждений структурно-неоднородных сверхпроводников, стимулировавшее написание статьи.

1. A.Furusaki and M.Tsukada, Phys. Rev. B **43**, 10164 (1991).
2. С.В.Куплевахский, И.И.Фалько, ФНТ **17**, 961 (1991).
3. С.В.Куплевахский, И.И.Фалько, ФНТ **18**, 1109 (1992).
4. M.J. de Weert and G.B.Arnold, Phys. Rev. Lett. **55**, 1522 (1985); Phys. Rev. B **39**, 11307 (1989).
5. С.В.Куплевахский, И.И.Фалько, ФММ №6, 68 (1991).
6. F.Stageberg et al., Phys. Rev. B **32**, 3292 (1985); J. Low Temp. Phys. **60**, 435 (1985).
7. С.В.Куплевахский, И.И.Фалько, ФТТ **34**, 183 (1992); ФММ №7, 3 (1992); Письма в ЖЭТФ **55**, 384 (1992).
8. H.Shiba, Progr. Theor. Phys. **40**, 435 (1968).

[1] A.Hahn (Bochum, Germany).
[2] R.Kümmel (Würzburg, Germany).