Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 7, стр. 314 – 318 *5 апреля 1977 г.*

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ СИСТЕМА СО СЛАБОЙ СВЯЗЬЮ С ТОКОМ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ

Л.Н.Булаевский, В.В.Кузий, А.А.Собянин

Рассмотрено сверхпроводящее кольцо с джозефсоновским контактом, содержащим магнитные примеси. Показно, что если туннелирование через магнитные примеси достаточно велико, то для такой системы основным состоянием является состояние с током и магнитным потоком.

Рассмотрено сверхпроводящее кольцо с джозефсоновским контактом, содержащим магнитные примеси. Показано, что если туннелирование через магнитные примеси достаточно велико, то для такой системы основным состоянием является состояние с отличным от нуля электрическим током и магнитным потоком.

1. Рассмотрим джозефсоновский контакт с магнитными примесями внутри диэлектрической прослойки. Туннельный гамильтониан такого контакта можно записать в виде:

$$H_T = \sum_{\substack{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{n}\\ s,s'}} (t_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}\delta_{ss'} + v_{\mathbf{k}\mathbf{k}'n}\vec{\sigma}_{ss'}\mathbf{S}_\mathbf{n})a^+_{\mathbf{k}s}b_{\mathbf{k}'s'} + \text{д.с.} \qquad (1)$$

где $a_{\mathbf{k}s}(b_{\mathbf{k}s})$ – оператор уничтожения электрона проводимости с волновым вектором $\mathbf{k}$ и спином s слоя $A(B)$, $\mathbf{S}_\mathbf{n}$ – оператор локализованного спина в узле $\mathbf{n}$ в прослойке, $\vec{\sigma}$-матрицы Паули [1 – 3].

В случае туннельного гамильтониана (1) получаем для стационарного тока Джозефсона и энергии контакта:

$$J = (J_0 - J_s)\sin\phi, \qquad E = -\frac{\hbar}{2l}(J_0 - J_s)\cos\varphi,$$

$$J_0 - J_s = 2\pi^2 e\,[\,t^2 - \sum_\mathbf{n} v_\mathbf{n}^2 S(S+1)\,]\,N^2(0)\Delta\,\text{th}\frac{\Delta}{2T}, \qquad (2)$$

где $J_0 \sim t^2$ соответствует первому слагаемому в круглых скобках (1) (с эрмитово сопряженным членом), а J – второму слагаемому, учитывающему возможность туннелирования электронов с переворотом спина (локализованные спины считаем неупорядоченными), t^2 и $v_\mathbf{n}^2$ – средние значения $|t_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}|^2$ и $|v_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{n}}|^2$ на поверхности Ферми, $N(0)$ – плотность состояний на поверхности Ферми, $2\Delta(T)$ – энергетическая щель, ϕ – скачок фазы на джозефсоновском контакте [1, 4].

Согласно [2, 3]

$$v_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{n}} \sim [\epsilon_d(\epsilon_d + U)]^{-1}, \qquad (3)$$

где $\epsilon_d < 0$ – энергия одного электрона в локализованном магнитном состоянии, отсчитываемая от энергии Ферми, а $2\epsilon_d + U > 0$ – энергия двух электронов в этом состоянии с учетом их кулоновского отталкивания U. За счет подбора энергии ϵ_d абсолютная величина $v_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{n}}$ может быть сделана достаточно большой. Параметр $t_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ в (1) является суммой двух слагаемых, одно из которых равно $-\frac{1}{2}\sum_\mathbf{n} v_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{n}}$, а второе описывает все остальные виды туннелирования [3]. Эти слагаемые в $t_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ могут в принципе компенсировать друг друга и возможны случаи, когда туннелирование, описывающееся вторым слагаемым (1), доминирует. Именно такие контакты с $J_s > J_0$ мы и будем рассматривать ниже. При этом и энергия контакта, и ток в зависимости от скачка фазы ϕ на контакте имеют противоположные знаки по сравнению с соответствующими выражениями для обычного контакта без магнитных примесей. Основное состояние контакта с $J_s > J_0$ соответствует скачку фазы $\phi \cong \pi$, а не нулю, как в обычном случае и мы назовем такой контакт π-контактом.

2. Рассмотрим сверхпроводящую систему, состоящую из массивного сверхпроводника, замкнутого π-контактом (см. рис. 1). Такая система соответствует кольцу Сильвера и Циммермана [5], в котором обычный джозефсоновский контакт заменен на π-контакт. Ниже для простоты контакт считаем точечным, т. е. его размеры меньше джозефсоновской длины. Для полного тока J в π-контакте и плотности тока $\mathbf{j}$ в сверхпроводнике имеем:

$$J = -J_c \sin\phi, \qquad \mathbf{j} = b\Big(\hbar\,\nabla a - \frac{2e}{c}\,\mathbf{A}\Big), \tag{4}$$

где $J_c = |J_0 - J_s|$, ∇a – градиент фазы в сверхпроводнике и коэффициент b зависит от концентрации сверхпроводящих электронов. Обычная процедура (см. [6]) интегрирования фазы по замкнутому контуру, проходящему в сверхпроводнике в области с плотностью тока, равной нулю, при отсутствии внешнего поля, дает следующие уравнения для потока Φ и энергии системы E:

$$\Phi = \frac{\phi}{2\pi}\,\Phi_0, \qquad \sin\phi - k\phi = 0, \qquad k = \frac{c\,\Phi_0}{2\pi L J_c}, \tag{5}$$
$$E(\phi) = \frac{\hbar}{2e}\,J_c\big(\cos\phi + \tfrac{1}{2}k\phi^2\big),$$

где Φ_0 – квант магнитного потока и L – индуктивность системы. При $k > 1$ основному состоянию системы соответствует решение с $J = 0$, $\Phi = 0$ и $E_0 = E(0) = \hbar J_c/2e$. Именно такое решение (но с противоположным знаком E_0) реализиуется для кольца с обычным контактом.

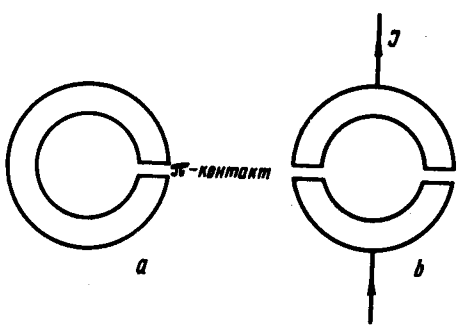

Рис. 1. a – Сверхпроводящее кольцо с π-контактом, b – сверхпроводящий квантовый интерферометр с двумя джозефсоновскими контактами

При $k < 1$ основному состоянию соответствует решение с отличными от нуля током и магнитным потоком. В основном состоянии системы ток J возрастает с уменьшением k от единицы до $2/\pi$, достигая максимума ($J = J_c$, $\Phi = \Phi_0/4$) при $k = 2/\pi$ и затем падает при дальнейшем уменьшении k. Энергия E_0 монотонно уменьшается от $E(0)$ до $-E(0)$ с уменьшением k от единицы до нуля, и магнитный поток монотонно растет с уменьшением k, приближаясь к $\Phi_0/2$ при $k \to 0$ (см. рис. 2).

При $k \ll 1$ получаем:

$$\Phi = \tfrac{1}{2}\Phi_0(1-k), \quad J = -J_c\pi k = -\frac{c\,\Phi_0}{2L}, \quad E_0 = E(0)\Big(-1 + \frac{\pi^2}{2}k\Big). \tag{6}$$

В этом случае ниже (по энергии) состояния без тока расположено основное состояние с $\Phi \cong \Phi_0/2$ и примерно $1/\pi\sqrt{k}$ возбужденных состояний системы с магнитным потоком, близким к полуцелым числам квантов потока Φ_0. Среди этих состояний с $E < E(0)$ максимальное значение энергии и потока достигается в состоянии с $\Phi \cong \sqrt{2LJ_c\Phi_0/\pi}$. Если контакт имеет размеры, много большие джозефсоновской длины, то основное состояние соответствует потоку $\Phi = \frac{1}{2}\Phi_0$. Ток течет по поверхности кольца, спадая на лондоновской длине вглубь сверхпроводника и на джозефсоновской длине вглубь контакта.

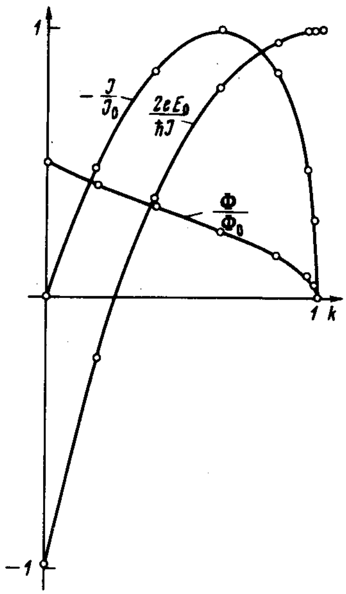

Рис. 2. Зависимость от параметра k энергии, тока и магнитного потока через кольцо в основном состоянии системы

Таким образом, если π-контакт удастся реализовать экспериментально, то ниже точки сверхпроводящего перехода в кольце с таким контактом должен появиться (спонтанно) незатухающий ток и связанный с ним магнитный поток. Величина спонтанного потока близка к $\Phi_0/2$ для точечного контакта при $k << 1$ и равна $\Phi_0/2$ для широкого контакта. Этот поток может быть обнаружен экспериментально.

Влияние магнитных примесей на свойства джозефсоновского контакта удобно изучать с помощью "квантового интерферометра" [7] (рис. 1,b ; см. также [6]).

Если Φ – поток через замкнутый контур такого интерферометра, а J_{c1} и J_{c2} – критические токи джозефсоновских контактов контура, то выражение для критического тока интерферометра J_m имеет вид

$$J_m = \left[(J_{c1} - J_{c2})^2 + 4J_{c1}J_{c2}\cos^2\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right]^{1/2}.$$

При введении магнитных примесей в один из контактов интерферометра амплитуда осцилляций критического тока J_m сначала будет уменьшаться, осцилляции исчезнут при $J_c = |J_0 - J_s| = 0$, а затем, при дальнейшем увеличении концентрации примесей, максимумы и минимумы на кривой $J_m(\Phi)$ поменяются местами, что и будет указывать на получение π-контакта.

В заключение благодарим А.Ф.Андреева и участников семинара В.Л.Гинзбурга за полезные обсуждения работы.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 февраля 1977 г.

Литература

[1] H.Shiba, T.Soda. Progr. Theor. Phys., 41, 25, 1969.

[2] P.W.Anderson. Phys. Rev. Lett., 17, 95, 1966.

[3] J.R.Schrieffer. P.A.Wolff. Phys. Rev., 149, 491, 1966.

[4] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 49, 1211, 1965.

[5] A.H.Silver, J.E.Zimmerman. Phys. Rev., 157, 317, 1967.

[6] И.О.Кулик, И.К.Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М., изд. Наука, 1970.

[7] R.C.Jaklevic, J.Lambe, J.E.Mercereau, A.H.Silver. Phys. Rev., 140, A1628, 1965.