ВОЗМОЖНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ДЛЯ НАХОЖДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С РАЗЛИЧНОЙ МУЛЬТИПЛЕТНОСТЬЮ ПАР

О.С.Ахтямов

Во многих работах сделано предположение о том, что некоторые сверхпроводники могут находиться в триплетном состоянии, или вообще в состояниях с $\ell \neq 0$ (см.,например, [1,2]). Очевидно, теперь нужно проверить эти предположения экспериментально, что не так просто. Одним из возможных экспериментов для нахождения сверхпроводников с различными ℓ может быть туннелирование Джозефсона [3]. Действительно, закон сохранения момента количества движения запрещает эффект Джозефсона для структур, состоящих из сверхпроводников с парами в различных орбитальных состояниях. Математически это видно хотя бы из того, что ток Джозефсона пропорционален[1)]

$$\iint d\Omega_1 d\Omega_2 \left| T_{\vec{k}\vec{q}} \right|^2 \Delta^+(\vec{k}) \Delta(\vec{q}) \sim t_{\ell_1} \delta_{\ell_1 \ell_2} \delta_{m_1 m_2},$$

где мы положили $\Delta(\Omega) \sim Y_{\ell m}(\Omega)$ и произвели разложение

$$\left| T_{\vec{k}\vec{q}} \right|^2 = 4\pi \sum_{\ell m} t_\ell Y_{\ell m}(\Omega_1) Y^*_{\ell m}(\Omega_2). \qquad (1)$$

Фактически данный результат виден еще раньше. Запишем туннельный гамильтониан в координатном представлении:

$$V_{(T)} = \sum_\alpha \int d\vec{x}\, d\vec{x}' \left[m(\vec{x}\vec{x}') \psi^+_\alpha(\vec{x}) \chi_\alpha(\vec{x}') + m^*(\vec{x}'\vec{x}) \chi^+_\alpha(\vec{x}') \psi_\alpha(\vec{x}) \right], \qquad (2)$$

где

$$m(\vec{x}\vec{x}') = \sum_{\vec{k}\vec{q}} T_{\vec{k}\vec{q}}\, e^{i\vec{k}\vec{x} + i\vec{q}\vec{x}'}, \qquad (3)$$

и операторы ψ и χ пусть относятся соответственно к левому и правому сверхпроводникам. Далее расчет аналогичен работе [4]. Ток влево равен

$$I_1 = 2e \langle \dot{N}^\alpha_1 \rangle = -i2e \langle [N^\alpha_1, V_T] \rangle, \qquad (4)$$

где

$$N^\alpha_1 = \int \psi^+_\alpha(\vec{x}) \psi_\alpha(\vec{x}) d\vec{x}. \qquad (5)$$

Подставляя (2) и (5) в (4), найдем

$$I_1 = 4e\, Im \int d\vec{x}\, d\vec{x}'\, m(\vec{x}\vec{x}') \langle \psi^+_\alpha(\vec{x}) \chi_\alpha(\vec{x}') \rangle. \qquad (6)$$

Дальнейший расчет проведем для нулевых температур и напряжений. Для нахождения среднего в (6) удобно ввести функцию $K_\alpha(x,x') = \langle T \tilde{\psi}^+_\alpha(x) \tilde{\chi}_\alpha(x') \rangle$, перейти в ней к представлению взаимодействия [5] и произвести разложение S-матрицы в ряд, ограничиваясь первыми двумя членами, что соответствует обычному приближению в теории данного эффекта.

Тогда нетрудно получить:

$$K_\alpha(x,x') = -i\int dx_1\, dx_1' \left\{ \tilde{m}(x_1,x_1') \sum_{m\beta} F^{+(1)}_{m\alpha\beta}(x x_1) F^{(2)}_{m\beta\alpha}(x_1' x') + \right.$$
$$\left. + \tilde{m}^*(x_1' x_1) G^{(1)}_\alpha(x_1 x) G_\alpha(x' x_1') \right\}, \tag{7}$$

где $\tilde{m}(x_1,x_1') = m(\vec{x}_1,\vec{x}_1')\delta(t_1-t_1')$ и используется методика Горькова-Галицкого[2]. Второй член в (7) затем дает нуль, а первый член отличен от нуля (и, следовательно, не равен нулю ток), если оба сверхпроводника находятся в одинаковых орбитальных состояниях. Подставляя (7) в (6), переходя к импульсному представлению и используя выражения для функций F, полученные в [2], найдем

$$I_1 = \sin(\varphi_1-\varphi_2) 2eN_1(0)N_2(0) \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} d\xi_1\, d\xi_2 \frac{1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (\varepsilon_1+\varepsilon_2)} \times$$
$$\times \iint \frac{d\Omega_1\, d\Omega_2}{(4\pi)^2} \left| T_{\vec{k}\vec{q}} \right|^2 \sum_{m\beta} \Delta^{+(1)}_{m\alpha\beta}(\vec{k}) \Delta^{(2)}_{m\beta\alpha}(\vec{q}) \tag{8}$$

(φ_1 и φ_2 – фазы парных состояний слева и справа от барьера). Как показывает опыт, можно пренебречь энергетической зависимостью $\left|T_{\vec{k}\vec{q}}\right|^2$ и Δ. Рассматривая симметричные структуры, используя (I) и представление[2] $\Delta_{m\alpha\beta}(\Omega) = \Delta_m \hat{I}_{\alpha\beta} Y_{\ell m}(\Omega)$, найдем

$$I_1 = 2e\pi^2 \Delta t_\ell N_1(0) N_2(0) \sin(\varphi_1-\varphi_2). \tag{9}$$

Или, вводя сопротивление стыка в нормальном состоянии

$$1/R_{nn} = 4\pi e^2 N_1(0) N_2(0) \iint \frac{d\Omega_1\, d\Omega_2}{(4\pi)^2} \left|T_{\vec{k}\vec{q}}\right|^2 = 4\pi e^2 N_1(0) N_2(0) t_0,$$

найдем окончательно

$$I_1 = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta(\ell)}{e R_{nn}} \frac{t_\ell}{t_0} \sin(\varphi_1-\varphi_2). \tag{10}$$

Как показывает (10), эксперимент, однако, не может указать, в каком именно состоянии находятся сверхпроводники.

По нашему мнению, для нахождения сверхпроводников с различными ℓ, нужно начать со структур "переходный элемент-элемент главной группы". Образцы, разумеется, надо брать достаточного размера, чтобы ни в коем случае не сказывался эффект Ларкина[6].

В заключение отметим, что в данном опыте ℓ не является достаточно хорошим квантовым числом. Поэтому, скорее всего, мы сможем разделить сверхпроводники с различной мультиплетностью пар.

Башкирский государственный университет

Поступило в редакцию
3 февраля 1966 г.

Литература

[1] И.А.Привороцкий. ЖЭТФ, 45, 1960, 1963; R.Balian, N.R.Werthamer. Phys.Rev., 131, 1553, 1963; С.В.Вонсовский, М.С.Свирский. Phys.Stat. Sol., 9, 267, 1965.

[2] Л.П.Горьков, В.М.Галицкий. ЖЭТФ, 40, 1124, 1961.

[3] B.D.Josephson. Phys.Lett., 1, 251, 1962.

[4] V.Ambegaokar, A.Baratoff. Phys.Rev.Lett., 10, 486, 1963.

[5] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, М.,1962.

[6] А.И.Ларкин. Письма ЖЭТФ, 2, 205, 1965.

---

1) В более общем случае, заменяя $\vec{k} \to -\vec{k}$, $\vec{q} \to -\vec{q}$ и учитывая, что $\Delta(-\vec{k}) = \Delta(\vec{k})$, $\Delta(-\vec{q}) = -\Delta(\vec{q})$, находим, что ток Джозефсона равен нулю для сверхпроводников с различной мультиплетностью пар.