УДК 539.2, 539.292

ТЕМПЕРАТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА МНОГОСЛОЙНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ. ФРУСТИРОВАННАЯ XY-МОДЕЛЬ ДЖОЗЕФСОНА

В. А. Черенков

Рассчитана температура сверхпроводящего перехода многослойных сверхпроводящих структур *SFS* сверхпроводник—ферромагнетик—сверхпроводник в РВС теории при туннелировании резонансных валентных пар между слоями. Дефектность джозефсоновской решетки учитывается параметром фрустрации.

В последнее время существенно возрос интерес к многослойным сверхпроводящим структурам, включающим в себя прослойки ферромагнитных материалов [1–3]. Внимание к этим структурам понятно, так как они представляют большой интерес для гибридных технических устройств, широко применяемых в радиотехнике и электронике.

Однако не только постановка и решение технических задач обусловили интерес к гибридным сверхпроводящим структурам. Моделирование различных взаимодействий, в частности видов магнитного взаимодействия, на примере таких образований позволяет глубже понять природу высокотемпературной сверхпроводимости и характер необратимых явлений [4].

Целью работы является определение температуры сверхпроводящего перехода многослойных сверхпроводящих структур типа *SFS* сверхпроводник—ферромагнетик—сверхпроводник в теории резонансных валентных связей с учетом туннелирования «резонансных» валентных пар между сверхпроводящими слоями. Дефектность джозефсоновской решетки учитывается параметром фрустрации.

1. Гамильтониан задачи

Туннелирование сверхпроводящих синглетных пар в теории РВС описывается гамильтонианом

$$\mathscr{H} = -t\delta \sum_{<ij>} \sum_{c} \sum_{m} a^{+}_{ig}(L)\, a_{jc}(L) - \mathscr{I} \sum_{<ij>} \sum_{L=1}^{m} b^{+}_{ij}(L)\, b_{ij}(L) - \\ - \tilde{K} \sum_{<ij>} \sum_{L<L'} (b^{+}_{ij}(L)\, b_{ij}(L') + \text{h. c.}) - \mu \sum_{ig} \sum_{L=1}^{m} a^{+}_{ig}(L)\, a_{ig}(L), \quad (1)$$

где первый член описывает перескоки электрона между узлами i и j внутри слоя L (всего m слоев); δ — индекс допирования; μ — химпотенциал. Член, пропорциональный $\mathscr{I}$, ответствен за джозефсоновскую связь в плоскости L, а член, пропорциональный $\tilde{K}$, описывает энергию связи между плоскостями. Здесь в отличие от [5] $\tilde{K} \cong K(1 - \mathscr{Y}^F/\mathscr{I})$, где $\mathscr{Y}^F$ — слабое ферромагнитное взаимодействие между ферромагнитными прослойками $\mathcal{J}^F \ll \mathcal{J} \ll T_c$ для слабой связи Джозефсона в многослойной SFS-системе.

Следуя приближению теории молекулярного поля для РВС-модели [6], перепишем (1) в k-пространстве следующим образом:

$$\hat{\mathscr{H}} = \sum_{kg}\sum_{m} [(\varepsilon_k - \mu)\, a^+_{k\uparrow}(L)\, a_{k\downarrow}(L) - \mathcal{J}\sum_{k}\sum_{m} \Delta(L)\,\gamma_k \left\{a^+_{k1}(L)\, a^+_{-k\downarrow}(L) + \text{h. c.}\right\} -$$
$$-\widetilde{K}\sum_{k}\sum_{L<L'} \left\{\Delta^*(L)\,\gamma_k\, a_{k\downarrow}(L')\, a_{k\uparrow}(L') + \Delta(L')\,\gamma_k \times \right. \tag{2}$$
$$\left. \times\, a^+_{k\uparrow}(L)\, a^+_{-k\downarrow}(L) + \text{h. c.}\right\} + \text{const},$$

$\Delta(L) = b_{ij}(L)$ — средние числа заполнения РВС, $\varepsilon_k = -\delta t \gamma_k$, $\gamma_k = \cos(k_x a) + \cos(k_y a)$ для квадратной решетки.

Гамильтониан (2) записан для квадратной решетки в плоской XY-модели. Из (2) очевидно, что член, пропорциональный K, описывает проводимость в плоскости за счет туннелирования в нее резонансной валентной пары, причем энергия связи пары K одинакова для всех соседних плоскостей $L \pm 1$, $\{m\}$. По определению, $\Delta(L=0) \equiv \Delta(L=m+1) \equiv 0$.

Метод функций Грина дает следующие уравнения:

$$\Delta(L) = (1/2N)\sum_{k} [\text{th}(\beta E^{(L)}_k/2)\,/E^{(L)}_k]\,\gamma^2_k\,(\mathcal{J}\Delta^*(L) + \widetilde{K}\,\Delta^*(L-1) +$$
$$+ \widetilde{K}\,\Delta^*(L+1))^{1/2}, \tag{3}$$

$$\delta = (1/2N)\sum_{k} [\text{th}(\beta E^{(L)}_k/2)\,/E^{(L)}_k]\,(\varepsilon_k - \mu), \tag{4}$$

$$E^{(L)}_k = [(\varepsilon_k - \mu)^2 + |\mathcal{J}\Delta(L) + \widetilde{K}\,\Delta(L-1) + \widetilde{K}\,\Delta(L+1)|^2\gamma^2_k]^{1/2}. \tag{5}$$

2. Температура сверхпроводящего перехода

Для температуры перехода в сверхпроводящее состояние с учетом туннелирования из ближайших слоев имеем

$$J = (\mathcal{J}/2N)\sum_{k} [\text{th}(\beta_c(\varepsilon_k - \mu)/2)\,]\,\gamma_k\,(1 + \eta\xi(L, L-1) +$$
$$+ \eta\xi(L, L+1))\,/\,(\varepsilon_k - \mu), \tag{6}$$

$$\eta = \widetilde{K}/\mathcal{J},\ \xi(L, L') = \lim_{T\to T_c} [\Delta(L')\,\Delta(L)],$$

$$LL' = 1,\ 2,\ 3 \ldots m;\ L = L' \pm 2,$$
$$\xi(2, 0) \equiv \xi(m+2) \equiv 0.$$

В случае сильной корреляции (4), (5) решены в [7]

$$T^{(1)}_c/\mathcal{J} \cong 1 - (\delta^2/3) + 0\,([t\delta/\mathcal{J}]^2) \approx f(\delta). \tag{7}$$

Последовательное применение (4), (6) к m слоям с учетом симметрии по отношению к слою L дает

$$T^{(N)}_c/\mathcal{J}_N \approx f(\delta) \approx T^{(1)}_c/\mathcal{J}, \tag{8}$$

$$\mathcal{I}_N = \mathcal{I}(1 + \eta\xi_N), \quad N = 2...m \tag{9}$$

или

$$T_c^{(N)} = T_c^{(1)}(1 + \eta\xi_N). \tag{10}$$

Коэффициенты ζ_N определены в [4]. Предел $\zeta_\infty = 2$. Таким образом, максимальная температура сверхпроводящего перехода для идеальной сверхпроводящей N-слойной структуры сверхпроводник — нормальный металл—сверхпроводник SNS с тонкими ферромагнитными прослойками равна

$$T_c^{\max} = T_c^{(\infty)} = T_c^{(1)}\,[1 + 2K/\mathcal{I}(1 - \mathcal{J}^F/\mathcal{I})]. \tag{11}$$

Очевидно, что к аналогичной формуле мы придем, учитывая слабое ферромагнитное взаимодействие в виде фрустрации как нарушения репличной симметрии по фазе[1]

$$2\pi f = \sum_{\langle ij\rangle} A_{ij}, \quad 0 \leqslant f < 1 \quad [2].$$

В (11) $T_c^{(1)}$ – температура сверхпроводящего перехода массивного сверхпроводника. Таким образом, из формулы (11) следует, что температура сверхпроводящего перехода структуры SFS в случае очень слабого ферромагнитного взаимодействия между F-слоями может достигать величины $3T_c^{(1)}$, т. е. 120—400 K, если обратиться к температурам сверхпроводящего перехода известных на сегодня высокотемпературных сверхпроводников группы лантановых и таллиевых купратов.

Полученные результаты никоим образом не свидетельствуют об увеличении температуры сверхпроводящего перехода многослойной SFS-структуры при введении в нее ферромагнитной прослойки. Увеличение T_c получено за счет туннелирования резонансных валентных пар в теории РВС. Любое введение ферромагнетика (в данном случае в виде тонких слоев или пленок) лишь уменьшает T_c многослойной структуры, позволяя варьировать температуру сверхпроводящего перехода структуры или технического элемента в нужных пределах. Действительно, обратившись к формуле (10), мы видим, что в зависимости от параметров K, $\mathcal{I}$, $\mathcal{J}^F$, ξ_N, т. е. от величины межплоскостного взаимодействия Джозефсона, интеграла Джозефсона в массивном сверхпроводнике, интеграла слабого ферромагнитного взаимодействия между слоями $\mathcal{J}^F$ и степени дефектности структуры ξ_N (параметра фрустрации), температура сверхпроводящего перехода SFS-структуры может изменяться в широком диапазоне – от температуры перехода массивного сверхпроводника $T_c^{(1)}$ до максимального значения $3T_c^{(1)}$. С другой стороны, из перенормировки фактора межплоскостного взаимодействия K качественно следует, что в случае сильного ферромагнитного взаимодействия между слоями ($\mathcal{J}^F \leq \mathcal{I}$) сверхпроводимость исчезает, т. е. сверхпроводник становится двумерным, а именно в плоскости слоев. Аналогичная картина характерна для фрустрированного или сильно неоднородного сверхпроводника, например для сверхпроводящих керамик.

Воспользовавшись результатами [3], получим, что слой ферромагнетика, например железа, толщиной в несколько ангстрем подавляет сверхпроводимость SFS-структуры на 10%, а слои толщиной в несколько десятков ангстрем подавляют эффект сверхпроводимости на 30% и более. Естественно, что эффект подавления сверхпроводимости в меньшей степени должен наблюдаться в слабых

---

[1] В этом случае $T_c^{(N)} = T_c^{(1)}(1 + \eta f_N\xi_N)$, где $f_N\xi_N$ — параметры фрустации; см. [2].

ферромагнетиках с температурой Кюри порядка температуры сверхпроводящего перехода массивного сверхпроводника $\Theta_c \lesssim T_c$, например в редких землях — диспрозии, гольмии, эрбии.

Выражаю искреннюю благодарность Е. А. Шаповалу за постоянно внимание к работе и А. А. Волковой за помощь в оформлении рукописи.

Список литературы

[1] Шапиро Б. Я. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 12. С. 147—155
[2] Черенков В. А. // 4 ВС «Неоднородные электронные состояния». Новосибирск, 1991. С. 67—68.
[3] Буздин А. И., Куприянов М. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. № 6. С. 308—312.
[4] Черенков В. А., Гришин В. Е. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 504—506.
[5] Tao R., Ku X., Suzuki M. // Int. J. Mod. Phys. 1989. V. 3. N 1. P. 109—115.
[6] Baskaran G., Zou Z., Anderson P. W. // Solid State Commun. 1987. V. 63. N 11. P. 973—976.
[7] Nuenberg N. // Phys. Pev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7207—7209.

Временный научно-технический коллектив
«Стабилизация»
Москва

Поступило в Редакцию
1 июля 1991 г.
В окончательной редакции
21 октября 1991 г.