сталлической анизотропией, так и с полем упругих деформаций и изменяет КТР в районе комнатной температуры в пределах от $7 \cdot 10^{-6}$ до $3 \cdot 10^{-6}$ K^{-1}.

В заключение отметим, что дальнейшее исследование влияния пластической деформации на физические свойства поликристаллического диспрозия позволит получить дополнительную информацию об условиях формирования его кристаллической и магнитной структур, а также разработать пути создания изделий с регулируемым по величине и знаку коэффициентом теплового расширения.

Список литературы

[1] Севастьянов А. А., Бармин С. М., Кортов С. В. и др. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 2. С. 591—593.
[2] Петренко Н. С., Попов В. П., Семененко Е. Е. и др. // ФММ. 1972. Т. 34. № 5. С. 1105—1106.
[3] Петренко Н. С., Попов В. П., Финкель В. А. и др. // ФММ. 1974. Т. 37. № 1. С. 186—189.
[4] Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М.: Мир, 1974. 374 с.
[5] Greenough R. D., Blackie G. H. // J. Phys. Chem. Solids. 1981. V. 42. P. 533—538.
[6] Greenough R. D., Hettiarachehi N. F. // J. Magn. Magn. Mater. 1983. V. 31—34. P. 178—183.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
25 марта 1991 г.

УДК 539.2 : 539.292

© Физика твердого тела, том 33, № 9, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 9, 1991

ТЕМПЕРАТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА МНОГОСЛОЙНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ. ФРУСТИРОВАННАЯ $X-Y$ МОДЕЛЬ ДЖОЗЕФСОНА

В. А. Черенков

Несмотря на существенные успехи в преодолении новыми сверхпроводниками стоградусного барьера, остается открытым один из наиболее важных вопросов о максимальной температуре перехода в слоистых структурах типа перовскитов — ВТСП.

Оценки $T_{co}^{\max}$ в теории молекулярного поля и ряде квазиклассических приближений приводят к значениям от 140 K до комнатной температуры и выше [1, 2].

Целью работы является определение температуры сверхпроводящего перехода многослойных сверхпроводящих структур типа S—N(D)—S и S—N(J)—S в теории резонансной валентной связи с учетом туннелирования «резонансных» пар между сверхпроводящими слоями. Дефектность джозефсоновской решетки учитывается параметром фрустрации.

1. Гамильтониан задачи

Туннелирование сверхпроводящих синглетных пар в теории RVB может быть описано гамильтонианом

$$\mathscr{H} = -tS \sum_{\langle ij\rangle} \sum_{\sigma} \sum_{L=1}^{m} a_{i\sigma}^{+}(L)\, d_{j\sigma}(L) - \mathscr{J} \sum_{\langle ij\rangle} \sum_{L=1}^{m} b_{ij}^{+}(L)\, b_{ij}(L) -$$
$$- K \sum_{\langle ij\rangle} \sum_{L<L'}^{m} (b_{ij}^{+}(L)\, b_{ij}(L') + \text{h. c.}) - \mu \sum_{i\sigma} \sum_{L=1}^{m} a_{i\sigma}^{+}(L)\, a_{i\sigma}(L), \tag{1}$$

где первый член описывает перескоки электрона между узлами i и j внутри слоя L (всего m слоев); δ — индекс допирования; член, пропорциональный $\mathcal{J}$, ответствен за джозефсоновскую связь в плоскости L; член, пропорциональный K, описывает энергию связи между плоскостями; μ — химпотенциал.

Следуя приближению теории молекулярного поля для RVB-модели [3], перепишем (1) в k-пространстве следующим образом:

$$\mathcal{H} = \sum_{k\sigma}\sum_{m}[(\varepsilon_k - \mu)a^+_{k\sigma}(L)a_{k\sigma}(L)] - \mathcal{J}\sum_{k}\sum_{m}\Delta(L)\gamma_k\{a^+_{k\uparrow}(L)a^+_{-k\downarrow}(L) + \text{h. c.}\} -$$
$$- K\sum_{k}\sum_{L<L'}\{\Delta^*(L)\gamma_k a_{k\downarrow}(L')a_{k\uparrow}(L') + \Delta(L')\gamma_k a^+_{k\uparrow}(L)a^+_{-k\downarrow}(L) + \text{h. c.}\} + \text{const}, \quad (2)$$

где $\Delta(L) = \langle b_{ij}(L)\rangle$ — средние числа заполнения RVB,

$$b_{ij}(L) = (1/\sqrt{2})[a_{i\uparrow}(L)a_{j\downarrow}(L) - a_{i\downarrow}(L)a_{j\uparrow}(L)],$$
$$\gamma_k = \cos(k_x a) + \cos(k_y a), \quad \varepsilon_k = -\delta t\gamma_k. \quad (3)$$

Гамильтониан (2) записан для квадратной решетки в плоской XY-модели. Из (2) отчетливо видно, 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:

$$\Delta(L) = (1/2N)\sum_{k}[\tanh(\beta E_k^{(L)}/2)/E_k^{(L)}]\gamma_k^2(\mathcal{J}\Delta^*(L) +$$
$$+ K\Delta^*(L-1) + K\Delta^*(L+1))^{1/2}, \quad (4)$$

$$S = (1/2N)\sum_{k}\tanh[(\beta E_k^{(L)}/2)/E_k^{(L)}](\varepsilon_k - \mu), \quad (5)$$

$$E_k^{(L)} = [(\varepsilon_k - \mu)^2 + |\mathcal{J}\Delta(L) + K\Delta(L-1) + K\Delta(L+1)|^2\gamma_k^2]^{1/2}. \quad (6)$$

Из (4)—(6) легко написать рекуррентную формулу для слоев i (туннелирование пар из слоев i в слой L).

2. Температура сверхпроводящего перехода

Для температуры перехода в сверхпроводящее состояние с учетом туннелирования из двух ближайших слоев имеем следующие уравнения:

$$1 = (\mathcal{J}/2N)\sum_{k}[\tanh(\beta_c(\varepsilon_k - \mu)/2)\gamma_k(1 + \eta\zeta(L, L-1) + \eta\zeta(L, L+1) +$$
$$+ \eta'\xi(L, L-2) + \eta'\zeta(L, L+2))/(\varepsilon_k - \mu). \quad (7)$$

$$\eta' = K'/\mathcal{J},$$
$$\zeta(L, L') = \lim_{T\to T_c}[\Delta(L')\Delta(L)], \quad L, L' = 1, 2, 3\ldots m, \quad L = L' \pm 2,$$
$$\zeta(2, 0) = \zeta(m+2) \equiv 0,$$
$$\delta = (1/2N)\sum_{k}\tanh[\beta_c(\varepsilon_k - \mu)/2]. \quad (8)$$

В случае сильной корреляции ($tS \ll \mathcal{J}$) уравнения (4), (6) решены в [4]. В этом случае

$$T_c^{(1)}/\mathcal{J} \simeq 1 - (\delta^2/3) + 0([t\delta/\mathcal{J}I^2) \approx f(S), \quad (9)$$

причем $\eta_j \gg \eta_i$, $\zeta(i, 0)\equiv\zeta(j+i)\equiv 0$, $\eta_i = K_i/\mathcal{J}$, т. е. $\mathcal{J} \gg K_1 \gg K_2 \gg \gg \ldots K_i$.

Последовательное применение (5)—(8) к слоям m с учетом их симметрии по отношению к слою L дает выражение

$$T_c^{(n)}/\mathcal{J}_n \approx f(\delta) \approx T_c^{(1)}/\mathcal{J} \tag{10}$$

или

$$\mathcal{J}_n = \mathcal{J}(1+\eta\zeta_n), \quad n = 2\ldots m, \tag{11}$$

$$T_c^{(n)} = T_c^{(1)}(1+\eta\zeta_n), \tag{12}$$

где ζ_n — коэффициенты, определенные в [1]. Предел $\zeta_\infty = 2$ найден из предела бесконечной дроби (см. [4]).

Таким образом, максимальная температура сверхпроводящего перехода для идеальной сверхпроводящей n-слойной структуры с механизмом туннелирования «резонансных валентных пар» равна

$$T_c^{\max} = T_c(\infty) = T_c^{(1)}(1+2\eta) = T_c^{(1)}(1+2K/\mathcal{J}). \tag{13}$$

Очевидно, что к аналогичной формуле мы придем, учитывая туннелирование между всеми слоями в n-слойном сверхпроводнике.

При введении фрустрации как нарушения репличной симметрии по фазе $2\pi f = \sum\limits_{\langle ij\rangle} A_{ij}$, $0 \leqslant f < 1$ (см. [5, 6]) получим следующее выражение:

$$T_c^{(n)} = T_c^{(1)}(1+\eta f_n\zeta_n). \tag{14}$$

Как из (13), так и из (14) очевидно, что минимальное значение T_c n-слойной структуры $T_c^{(1)}$, максимальное $3T_{c1}$. Отвлекаясь от природы слоев многослойных высокотемпературных сверхпроводников и считая, что T_c для лантановых купратов, равное 40 K, соответствует $T_c^{(1)}$, получим максимальную температуру перехода в сверхпроводящее состояние для n-слойной структуры $T_c^{\max}=120$ K, наблюдаемое в таллиевых перовскитах. Если учесть, что с ростом давления T_c лантановых перовскитов возрастает до 42—48 K [7, 8], то оценка максимальной температуры сверхпроводящего перехода n-слойной структуры с RVB-связью приведет к значению 144 K, что соответствует оценке Сузуки [1]. Очевидно, что даже в случае сохранения константы взаимодействия между ближайшими слоями, одинаковой для всех слоев, введение фрустрации по слоям $\{f_n\}$ приводит к гистерезису $T_c(n)$ (см. [6]), т. е. к явлениям необратимости, столь характерным для новых высокотемпературных сверхпроводников.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Е. А. Шаповалу за интерес к работе.

Список литературы

[1] Tao R., Hu X., Suzuki M. // Int. J. Mod. Phys. 1989. V. 3. N 1. P. 109—115.
[2] Черенков В. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 280—282; ФНТ. 1988. Т. 14. № 7. С. 725—731.
[3] BasKaran G., Zou Z., Anderson P. W. // Solid State Commun. 1987. V. 63. N 11. P. 973—976.
[4] Nauenberg M. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7207—7209.
[5] Choi M. Y., Stroud D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 13. P. 7109—7112.
[6] Черенков В. А., Гришин В. Е. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 428—432.
[7] Nikita M., Tsurumi S., Semba K. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 5. P. L615—L616.
[8] Politis C., Greek J. // Z. Physik B. 1987. V. 66. N 2. P. 141—146.

Временный научно-технический коллектив «Стабилизация»
Москва

Поступило в Редакцию 21 ноября 1990 г.
В окончательной редакции 29 марта 1991 г.