Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 10, стр. 503 — 507 25 мая 1991 г.

АНОМАЛЬНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ S/N-СВЕРХРЕШЕТКИ

А.И.Буздин[1], *В.П.Дамьянович*[2], *А.Ю.Симонов*[1]

[1] *Московский государственные университет им. М.В.Ломоносова*
117234, Москва
[2] *Природно-математический факультет,*
Титоградский университет, Титоград, СФРЮ

Поступила в редакцию 15 апреля 1991 г.

Найдена плотность состояний для сверхпроводящих и нормальных моноатомных слоев сверхрешетки. Отвечающая максимуму плотности состояний величина энергии $\tilde{\Delta}$ может заметно превышать стандартное значение теории БКШ 1,76 T_c. Это могло бы объяснить большую величину отношения $2\tilde{\Delta}/T_c \approx 5 \div 6$ для ВТСП.

Для высокотемпературных сверхпроводников характерна ярко выраженная электронная анизотропия слоистого типа, отражающая специфику их кристаллической структуры (см., например, [1]). Большинство исследователей склоняется сейчас к точке зрения, что за сверхпроводимость в ВТСП ответственны слои CuO_2. Наряду с этими слоями в ВТСП имеются и слои других типов, в которых можно ожидать проявления металлических свойств (в $YBa_2Cu_3O_7$ - слои цепочек CuO, Y и Ba, в Bi- и Tl-соединениях - слои BiO, TlO, Sr, Ca и т.д.). Кроме того, последние достижения технологии изготовления гетероструктур [2] позволяют надеяться на создание искусственных S/N-систем с моноатомными слоями.

В этой связи в настоящей работе мы рассмотрим свойства системы, состоящей из чередующихся сверхпроводящих (S), и нормальных (N), монослоев, причем куперовское спаривание имеет место лишь на S-слоях, а интеграл перескока между слоями $t \ll E_F$. Данная модель была предложена в [3] и можно думать, что она правильно передает основные особенности S/N-сверхструктур. Гамильтониан системы имеет вид

$$H = \sum_{p,n,i,\sigma} \{\xi(\vec{p})a^+_{ni\sigma}(\vec{p})a_{ni\sigma}(\vec{p}) + t(a^+_{ni\sigma}(\vec{p})a_{n,-i,\sigma}(\vec{p}) + a_n{}^+_{i,-i,\sigma}(\vec{p})a_{ni\sigma}(\vec{p}) +$$

$$+\text{к.с.})\} + \frac{\lambda}{2} \sum_{p_1,p_2,n,\sigma} a^+_{n1\sigma}(\vec{p}_1)a^+_{n,1,-\sigma}(-\vec{p}_1)a_{n,1,-\sigma}(-\vec{p}_2)a_{n1\sigma}(\vec{p}_2), \qquad (1)$$

где $a^+_{ni\sigma}(\vec{p})$ - оператор рождения электрона с импульсом $\vec{p}$ и спином σ в слое i n-ой элементарной ячейки (состоящей из S- и N-слоев), индекс i принимает значение $i = 1$ для S-слоя и $i = -1$ для N-слоя, $\xi(\vec{p}) = E(\vec{p}) - E_F$ и законы дисперсии электронов $E(\vec{p})$ в N- и S-слоях для простоты считаем одинаковыми.

Можно получить точное решение уравнений для нормальной G_{ij} и аномальной F^+_{ij} функций Грина ($i, j = \mp 1$ - индексы слоев в элементарной ячейке). В частности

$$G_{ii}(\omega, \vec{p}, q) = [\omega_-(\omega_+^2 - \tilde{T}^2) + (i-1)\omega_+\Delta^2/2]/(\omega^2 + E_1^2)(\omega^2 + E_2^2),$$

$$F^+_{ii}(\omega, \vec{p}, q) = -\Delta\omega_-\omega_+/(\omega^2 + E_2^2)(\omega^2 + E_2^2),$$

$$\omega_\mp = i\omega \mp \xi, \qquad (2)$$

$$E^2_{1,2} = \xi^2 + \tilde{T}^2 + \Delta^2/2 \pm (4\xi^2\tilde{T}^2 + \Delta^4/4 + \tilde{T}^2\Delta^2)^{1/2},$$

$$\tilde{T} = t(1 + e^{iq}).$$

С ростом величины t критическая температура системы, естественно, падает (так как сильнее начинает сказываться соседство N-слоев), однако уменьшается также и параметр Δ. Легко получить уравнение для нахождения отношения $\Delta(0)/T_c$

$$0 = \int d\xi dq \sum_{k=1}^{2} \left(\frac{\text{th}(E_k(\xi, q, 0)/2T_c)}{E_k(\xi, q, 0)} \left(1 - (-1)^k \frac{T}{2\xi}\right) - \right.$$

$$\left. -E_k^{-1}(\xi, q, \Delta(0)) \left(1 - (-1)^k \frac{T^2 + \Delta^2(0)/2}{(4\xi^2\tilde{T}^2 + \Delta^4/4 + \tilde{T}^2\Delta^2)^{1/2}}\right)\right). \qquad (3)$$

Зависимость отношения $\Delta(0)/T_c$ от величины интеграла перескока между слоями t представлена пунктирной линией на рис.1. Легко видеть, что эта величина отличается от стандартного значения теории БКШ $\Delta(0)/T_c = 1,76$ при $t = 0$ и при больших t удваивается.

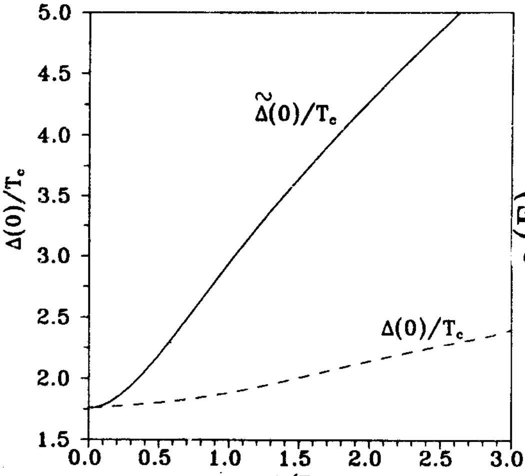

Рис. 1.

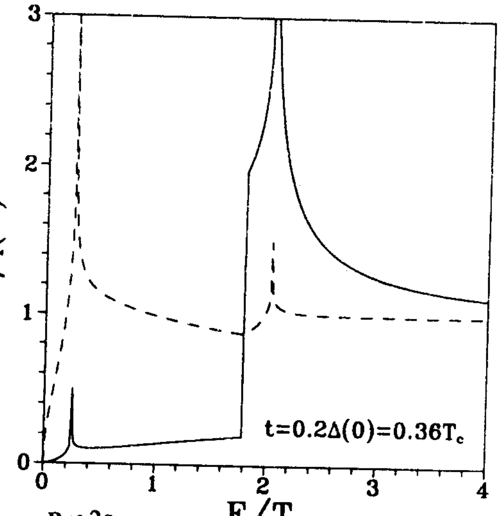

Рис.2а

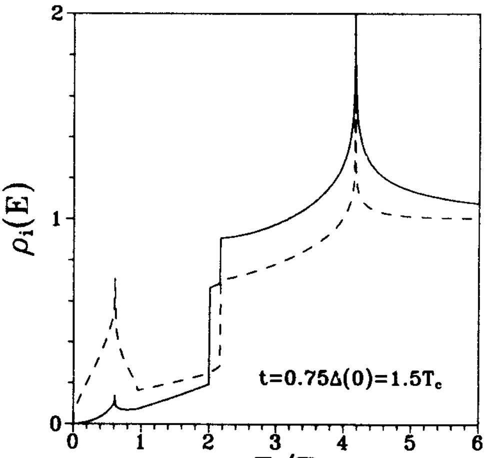

Рис.2б

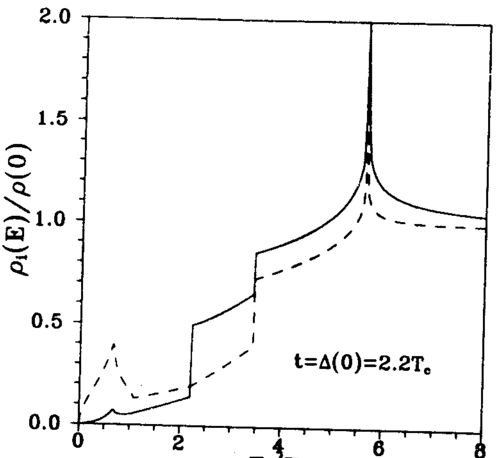

Рис. 2в

Рис. 1. Зависимость отношения Δ/T_c от величины интеграла перескока t

Рис. 2. Плотность состояний на сверхпроводящем (сплошная линия) и нормальном (пунктирная линия) слоях при различных значениях интеграла перескока t

Встает, однако, вопрос, как связан параметр $\Delta(0)$ с теми характеристиками системы, которые обычно измеряются на эксперименте. Мы остановимся на расчете плотности состояний $\rho_i(E) \sim \mathrm{Sp}(\mathrm{Im}G_{ii}(i\omega \to E + i\delta))$, которая может быть определена, например, из туннельных измерений. Используя выражение (2) для G_{ii}, получим

$$\rho_i(E) = \frac{\rho(0)|E|}{2\pi} \int_0^{\pi} dq \left\{ \left(1 + \frac{\tilde{T}^2 - i\Delta^2/2}{\sqrt{4E^2\tilde{T}^2 + \Delta^4/4 - \tilde{T}^2\Delta^2}}\right) |\xi_1|^{-1} + \right.$$

$$\left. + \mathrm{sign}\left(\sqrt{4E^2\tilde{T}^2 + \Delta^4/4 - \tilde{T}^2\Delta^2} - 2\tilde{T}^2\right) \left(1 - \frac{\tilde{T}^2 - i\Delta^2/2}{\sqrt{4E^2\tilde{T}^2 + \Delta^4/4 - \tilde{T}^2\Delta^2}}\right) |\xi_2|^{-1} \right\}, \tag{4}$$

где $\xi_{1,2}^2 = E^2 + \tilde{T}^2 - \Delta^2/2 \pm \sqrt{4E^2\tilde{T}^2 + \Delta^4/4 - \tilde{T}^2\Delta^2}$. На рис.2 приведены результаты численных расчетов для плотности состояний на S (сплошная линия) и N (пунктир) слоях при различных значениях t.

Как отмечено в [3], сверхпроводимость в этом случае носит бесщелевой характер. Анализ выражения (4) показывает, что зависимость $\rho(E)$ имеет значительно более сложный характер, чем отмеченный в [3]. Имеются две логарифмические особенности в поведении $\rho(E)$, причем особенность в области малых энергий сильнее выражена на N-слое. При увеличении t она смещается в область больших энергий, стремясь в пределе больших t к $E = \Delta/2$, при этом особенности на S- и N-слоях становятся практически одинаковыми. Особенность при $E > \Delta$ наблюдается при энергиях

$$E = \tilde{\Delta} = (4t^2 + \Delta^2/2 + \sqrt{4t^2\Delta^2 + \Delta^4/4})^{1/2} \quad (5)$$

(см. сплошную линию на рис.1). Она более ярко выражена на S-слое. Легко видеть, что значение $\tilde{\Delta}$ быстро растет с ростом t. Отметим, что для модели "толстого" бислоя S/N в работе [4] была получена зависимость $\rho(E)$ с двумя особенностями.

Поскольку в ВТСП корреляционная длина в направлении перпендикулярном слоям порядка межплоскостного расстояния [1], можно оценить $t \sim T_c$. Как легко видеть из рис.2, при таких значениях интеграла перескока $\tilde{\Delta}$ отстоит достаточно далеко от "истинного" значения $\Delta(0)$ и соответствует $2\tilde{\Delta}/T_c \approx 5$. Именно этот пик на плотности состояний может интерпретироваться как значения Δ в туннельных экспериментах и объяснить большую величину отношения $\Delta(0)/T_c$ в ВТСП.

При $E = \Delta$ на плотности состояния на S-слоя появляется скачок, убывающий по величине с ростом интеграла перескока t. При больших t $(t > 0,25\Delta)$ появляется дополнительный скачок при

$$E = (4t^2 + \Delta^2/2 - \sqrt{4t^2\Delta^2 + \Delta^4/4})^{1/2}.$$

Отметим, что этот второй скачок заметен на плотности состояний как на N-, так и на S-слоях. Подобная тонкая структура внутри "щели" действительно наблюдалась в ряде экспериментов [5,6].

Таким образом, величина отношения $\Delta(0)/T_c$, полученная из туннельных измерений может существенно превышать стандартные значения теории БКШ. Отметим, что в реальных ВТСП - системах наличие большого числа слоев с различными значениями интегралов перескока между ними разрушает бесщелевой характер сверхпроводимости [3], однако не меняет качественно полученных в настоящей работе результатов. Отметим также, что в [7] численно анализировалась модель с пятью различными слоями в элементарной ячейке и было указано на наличие тонкой структуры. Однако сложность модели [7] не позволяет сделать каких-либо выводов об изменении характеристик системы с ростом связи между слоями.

Авторы благодарны Куприянову М.Ю. и Пономареву Я.Г. за обсуждение полученных результатов. Работа поддерживается межведомственным научным советом по проблеме ВТСП в рамках проекта 90062.

Литература

1. Гинзберг Д.М. "Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников" под ред.

Д.М.Гинзберга, М.: "Мир", 1990, с.8.

2. Triscone J.M., Fisher O., Brunner O. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 804.
3. Bulaevskii L.N., Zyskin M.V. Phys. Rev. B, 1990, 42, 10230.
4. Голубов А.А., Куприянов М.Ю. ЖЭТФ, 1989, 96, 1420.
5. Gurvitch V., Valles J.M., Cucolo A.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 1008.
6. Ekino T., Akimitsu J. Phys. Rev. B., 1989, 40, 6902.
7. Tachiki M., Takahashi S., Steglich F., Adrian A. Z. Phys. B, 1990, 80, 161.