Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 2, стр. 116 – 119 *25 января 1989 г.*

РЕЗОНАНСНО-ПЕРКОЛЯЦИОННЫЕ ТРАЕКТОРИИ (РПТ) КАК ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КАНАЛЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ МЕТАЛЛООКСИДОВ

В.Я.Кирпиченков

В рамках представлений об одномерных РПТ показана возможность существования качественно различного для случаев сильной и слабой связи размерного эффекта в тонких сверхпроводящих пленках.

В настоящее время остается пока еще нерешенным один из главных вопросов высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) – какая из теоретических схем – традиционная БКШ или различные модели сверхпроводимости локальных пар (СЛП) адекватно описывают ВТСП в известных металлооксидах [1]. Это обстоятельство связано с тем, что экспериментально весьма трудно определить величину параметра t/U, характеризующего силу связи (t – ширина зоны, U – энергия притяжения электронов (дырок)). В такой ситуации для ответа на этот вопрос известный интерес представляет отыскание условий, при которых сверхпроводники с различной силой связи ведут себя качественно различным образом.

Здесь, в рамках представлений о РПТ [2, 3], мы рассмотрим одну из возможностей дифференцировать сверхпроводники по силе связи, основанную на размерном эффекте, возникающем в системах конечных вдоль направления протекания сверхпроводящего тока размеров – тонких монокристаллических пленках толщины $L \lesssim 1$ мкм (либо кристаллитах ВТСП керамик с характерным размером L), причем для определенности будем говорить о $La_{2-x}Sr_xCuO_4$.

Если, как это сейчас принято считать, стехиометрический состав La_2CuO_4 отвечает моттовскому изолятору, то легирование его Sr приводит наиболее вероятно к появлению в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ O2*p*-дырок [4] (либо гибридных Cu3*d*–O2*p*-дырок, но эти различия для нашей задачи несущественны). Будем условно называть элементарные ячейки, куда внедрены атомы Sr и где появляются дырки, – "примесными центрами" (ПЦ) и предположим, что они образуют неупорядоченную систему одинаковых ПЦ, случайно распределенных по узлам трехмерной решетки в среднем равномерно по объему с относительной концентрацией x (модель структурного беспорядка И.М.Лифшица), между которыми могут туннелировать дырки.

Если в бесконечной в трех измерениях системе ($L \to \infty$) при $x < x_c$ (x_c – критическая концентрация ПЦ, соответствующая перколяционному переходу в трехмерной решетке) дырки локализованы либо на локальных одноприместных уровнях с энергией E_0 (E_0 – энергия ионизации уровня) и радиусом локализации состояния $\sim \alpha^{-1}$ ($\alpha^2 = E_0$, $\hbar = 1$, $m = 1$), либо на уровнях конечных кластеров, то в системах с конечным и достаточно малым L уже при малых концентрациях $x \ll x_c$ в неупорядоченной системе ПЦ возможно образование уединенных РПТ – одномерных кластеров с размером $l(L) \gtrsim L$, представляющих собой цепочки равноотстоящих ПЦ, и соединяющих противоположные "берега" пленки. Вдоль РПТ в окрестности уровня E_0 образуются энергетические зоны резонансной прозрачности, дырочные состояния в которых "распространены" на всю длину РПТ. Условия возникновения и статистические свойства таких РПТ подробно проанализированы в [2,3].

В дальнейших оценках будем полагать, что при всех $x \ll x_c$ для интересующих нас размеров L РПТ являются чисто одномерными, то есть пренебрегать "перескоками" дырок между РПТ. Это оправдано тем, что даже при $x = x_c$ критический кластер в бесконечной системе является одномерным образованием, и кроме того, на характерных размерах РПТ не "накапливается" достаточно большая вероятность джозефсоновского туннелирования между ними.

При сделанных допущениях в качестве оценочного критерия того, что температура T_L, при которой пленка толщины L станет сверхпроводящей в поперечном направлении, естественно выбрать условие, что корреляционный радиус сверхпроводящего ближнего порядка одномерной системы $R_c(T_L)$ станет порядка характерной длины РПТ $l(L, x)$, которая порядка толщины пленки L.

$$R_c(T_L) \sim l(L, x) \sim L. \tag{1}$$

Используя результаты работ [5,6], запишем выражения для корреляционного радиуса $R_c(T)$ в одномерных РПТ в пределах сильной и слабой связи и представим их в удобной для дальнейшего анализа форме.

Сильная связь

$$R_c(T) = \frac{4\sin p_0}{\pi}\,\frac{t^2}{UT}\,d \sim \frac{t^2}{UT}\,d\,, \qquad t/U \ll 1. \tag{2}$$

где d – расстояние между ПЦ вдоль РПТ, p_0 – фермиевский импульс, t – ширина энергетической зоны вдоль РПТ, U – энергия притяжения дырок на ПЦ. При фиксированном среднем числе дырок на один ПЦ величина $\sin p_0 = \text{const} \sim 1$ одинакова для всех РПТ и не меняется при варьировании остальных параметров РПТ.

Слабая связь

$$R_c(T) = \frac{\hbar^2 \mid \Psi_0 \mid^2}{m\,T} \sim \frac{\Delta^2(T)\,t}{T_c^2\; T}\,d\,, \qquad t/U \gg 1, \tag{3}$$

где $\Psi_0 \sim n^{1/2}\,\dfrac{\Delta(T)}{T_c}$ – равновесное значение параметра порядка, n – линейная концентрация дырок вдоль РПТ,

$$\Delta(T) \sim \begin{cases} T_c & T \ll T_c \\ [\,T_c(T_c - T)\,]^{1/2}\,, & T \lesssim T_c\,, \end{cases} \tag{4}$$

$$T_c \sim t\exp(-t/U). \tag{5}$$

Используя условие (1) и формулы (2) – (5) получим

$$T_L^{\text{СЛП}} \sim \frac{d}{L}\,\frac{t^2}{U} \tag{6}$$

$$T_L^{\text{БКШ}} \sim \begin{cases} \dfrac{d}{L}\,T & ,\quad L \gg \dfrac{t}{T_c}\,d \qquad (7\text{а}) \\ (1 - \dfrac{T_c L}{t d})\,T_c \approx T_c\,, & \quad L \ll \dfrac{t}{T_c}\,d \qquad (7\text{б}) \end{cases}$$

Так как при фиксированных толщине пленки L и концентрации x параметры d, t являются случайными, то формулы (6), (7а, б) должны усредняться по множеству РПТ. Ниже мы качественно обсудим следствия из этих формул при различных x.

1. При $x = x_c$ энергетическая ширина характерных РПТ $\langle t \rangle$ не зависит (или слабо зависит) от L. В этом случае из (6), (7б) видно качественное различие в зависимости $\langle T_L \rangle$ от L при малых L. Так, если $\langle T_L^{\text{СЛП}} \rangle \sim L^{-1}$ во всем интервале длин, то $\langle T_L^{\text{БКШ}} \rangle \to \langle T_c \rangle$ и почти не зависит от L в области асимптотики (7б).

2. При $(x_c - x)/x_c \ll 1$ в соответствии с перколяционными скейлинговыми концепциями [3] с логарифмической точностью имеем

$$-(\alpha L)^{-1}\ln(\langle t \rangle / E_0) \sim (x_c - x)^{\nu}\,. \tag{8}$$

то как видно из (5), в области длин (7б) $\langle T_L^{\text{БКШ}} \rangle$ даже уменьшается с уменьшением L. В связи с этим отметим, что в обзоре [7] сообщается об экспериментах, в которых наблюдалось уменьшение температуры сверхпроводящего перехода при уменьшении толщины пленки $L \lesssim 4000$ Å и аналогичном размерном эффекте при измельчении керамики.

3. При $x \ll x_c$ энергетические ширины и вероятности реализации РПТ весьма малы, так что экспериментальное наблюдение сверхпроводимости затруднительно. В этой области концентраций параметр $\langle t \rangle / U$ может проходить через единицу и, следовательно, сменяться тип сверхпроводимости.

4. В области $x > x_c$ в зависимости от соотношения между характерным размером "пор" бесконечного кластера ПЦ и толщиной пленки может реализоваться как одномерная, так и квазиодномерная ситуация.

Как показывают численные оценки, отмеченный размерный эффект должен наблюдаться в близкой окрестности x_c в интервале длин $L \sim (10^4 \div 10^2)$ Å.

Литература

1. *Горьков Л.П., Копнин Н.Б.* УФН, 1988, 156, 117.

2. *Лифшиц И.М., Кирпиченков В.Я.* ЖЭТФ, 1979, 77, 989.

3. *Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А.* ЖЭТФ, 1982, **83**, 2362.

4. *Элиашберг Г.М.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 275.

5. *Rice T.M.* Phys. Rev. A, 1965, **140**, 1889.

6. *Ефетов К.Б., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1975, 69, 764.

7. *Габович А.М., Моисеев Д.П.* УФН, 1986, **150**, 599.

Новочеркасский политехнический институт
им. С.Орджоникидзе

Поступила в редакцию
22 декабря 1988 г.