

Зарядовое упорядочение в квазидвумерных ВТСП

Г. Г. Сергеева

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1*

Статья поступила в редакцию 12 июля 1999 г., после переработки 9 декабря 1999 г.

Для квазидвумерных ВТСП обсуждается гипотеза о флуктуационной природе полупроводникового хода сопротивления $\rho_c(T)$, обусловленной зарядовым упорядочением и сверхпроводящим переходом. При $T > T^*$ (T^* — температура зарядового упорядочения) — это флуктуации, предшествующие зарядовому упорядочению. При $T \leq T_{c0}$, где T_{c0} — температура двумерного сверхпроводящего перехода в теории среднего поля, появление в медь-кислородной плоскости областей с сильными сверхпроводящими флуктуациями приводит к существенной температурной зависимости вероятности туннелирования заряда $t_c(T)$ вдоль оси \hat{c} в нормальном состоянии.

Для квазидвумерных ВТСП обговорюється гіпотеза про флуктуаційну природу напівпровідникового ходу опору $\rho_c(T)$, яка обумовлена зарядовим впорядкуванням і надпровідниковим переходом. При $T > T^*$ (T^* — температура зарядового впорядкування) — це флуктуації, які упереджують зарядове впорядкування. При $T \leq T_{c0}$, де T_{c0} — температура двовимірного надпровідникового переходу у теорії середнього поля, з'явлення у мідь-кисневої площині областей із сильними надпровідниковими флуктуаціями призводять до суттєвої температурної залежності ймовірності тунелювання заряду $t_c(T)$ вздовж осі \hat{c} в нормальному стані.

PACS: 74.72.Hs

1. Введение

К квазидвумерным (сильно анизотропным) сверхпроводникам относятся слоистые соединения со слабым взаимодействием между медь-кислородными плоскостями и сильной анизотропией сопротивления: от $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^5$ для Bi2212 до $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^3$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,7}$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Зависимость сопротивления $\rho_c(T)$ таких сверхпроводников в нормальном состоянии имеет полупроводниковый характер, что свидетельствует о некогерентности переноса заряда вдоль оси \hat{c} . Следует отметить, что трехмерный анизотропный сверхпроводник с когерентной динамикой движения заряда в нормальном состоянии (например, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$) становится квазидвумерным или при воздействии параллельного оси \hat{c} магнитного поля $B > B_{cr}$, где B_{cr} — поле размерного кроссовера, или при дефиците допирования. В области температур, где ρ_c превышает предел Мотта $\rho_M \sim 10^{-2}$ Ом·см, перенос заряда вдоль оси \hat{c} можно рассматривать как процесс туннелирования через непроводящий барьер с вероятностью t_c [1]:

$$\rho_c(T) \approx \rho_M(N_0 t_c)^{-1}, \quad (1)$$

где N_0 — плотность состояний в плоскости CuO_2 . Безуспешность попыток объяснить полупроводниковый ход зависимости $\rho_c(T)$ вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c уменьшением плотности состояний N_0 , вызванным сверхпроводящими флуктуационными эффектами в плоскости CuO_2 [2,3], привела к изучению температурной зависимости вероятности туннелирования $t_c(T)$ [4–6]. В настоящей работе для квазидвумерных ВТСП обсуждается гипотеза о флуктуационной природе полупроводникового хода зависимости $\rho_c(T)$, обусловленной сильными двумерными флуктуациями, связанными со сверхпроводящим переходом и зарядовым упорядочением (страйп-флуктуациями, сильными антиферромагнитными (АФМ) и сверхпроводящими флуктуациями). При этом предполагается, что переход в сверхпроводящее состояние происходит в два этапа. Сначала при $T \leq T_{c0}$, где T_{c0} — температура двумерного сверхпроводящего перехода в теории среднего поля, в медь-кислородной плоскости по-

являются области с сильными сверхпроводящими флуктуациями, которые приводят к существенной температурной зависимости вероятности туннелирования заряда $t_c(T)$. При переходе к когерентному сверхпроводящему состоянию образца, который происходит так же, как в слоистых низкотемпературных сверхпроводниках [7,8], при достаточно малых величинах $t_c(T_c)$ вероятность туннелирования при $T < T_c$ уже не зависит от температуры.

2. Двумерные флуктуации

Страйп-флуктуации. Температуру зарядового упорядочения T^* обычно связывают с наблюдением псевдощели, с образованием при $T < T^*$ в плоскости CuO_2 металлических (мет-) и диэлектрических (ди-) полос и с сильными спиновыми флуктуациями. Отметим, что зарядовому упорядочению при $T > T^*$ предшествует появление страйп-флуктуаций — областей малого размера с мет- и ди-полосами в CuO_2 -плоскости, которые могут быть обусловлены нестабильностью волны зарядовой плотности. Такие области с размерами $\sim 100 \text{ \AA}$ наблюдались при комнатных температурах в CuO_2 -плоскости при послойном XRD (x-ray diffraction) сканировании образцов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, допированных медью [9], и, как будет показано в разд. 3, приводят к полупроводниковому ходу зависимости $\rho_c(T)$.

Спиновые флуктуации. Сильные АФМ флуктуации в квазидвумерных ВТСП, несмотря на существенную анизотропию обменных констант внутрислоистного J_0 и межслоистного J_1 взаимодействий ($J_0/J_1 > 10^3$), препятствуют $2D$ гейзенберговскому упорядочению ди-полос. Однако при $T < T^*$ в ди-полосах CuO_2 -плоскости в отсутствие дальнего АФМ порядка в системе спинов меди разрушения дальнего порядка не происходит [10], и в областях, размеры которых меньше корреляционной длины АФМ флуктуаций, существуют флуктуационные спиновые волны с линейным законом дисперсии с двумя безактивационными ветвями колебаний вдоль и поперек полосы. Скорости продольных и поперечных спиновых волн зависят от обменных интегралов, величины которых меньше J_0 и определяются числом разорванных связей между спинами атомов меди, различным для направления вдоль и поперек ди-полосы.

Сверхпроводящие флуктуации. Можно предположить, что при $T \sim T_{c0} < T^*$ обмен флуктуационными спиновыми возбуждениями приводит к спариванию квазичастиц, механизм которого обсуждается уже почти десять лет [11,12], и к появ-

лению в полосатых плоскостях флуктуационных сверхпроводящих областей, размеры которых определяются корреляционной длиной АФМ флуктуаций. Конечные размеры сверхпроводящих областей приводят к размерному скейлингу, и локальная температура $T_{c0}^l < T_{c0}$ определяется усредненной величиной обменных взаимодействий атомов меди в CuO_2 -плоскости (с учетом оборванных на границах областей связей). Понижение температуры $T < T_{c0}^l$ сопровождается возбуждением флуктуационных $2D$ вихрей и антивихрей в сверхпроводящих областях, и при $T = T_{BKT}$ приводит к $2D$ XY упорядочению [13], при котором в плоскости могло бы возникнуть сверхпроводящее состояние (здесь T_{BKT} — температура Березинского—Костерлица—Таулесса).

3. Аномалии сопротивления в нормальном состоянии квазидвумерных ВТСП

Наличие в плоскости CuO_2 полос, а также сосуществование при $T_c < T < T_{c0}^l$ областей с металлической, почти диэлектрической и сверхпроводящей фазами, существенно влияет на температурную зависимость сопротивления в нормальном состоянии. К настоящему времени экспериментально установлено [4–6], что температура T^* достаточно точно определяется по отклонению зависимости $\rho_a(T)$ от линейной. Качественно это можно понять, если предположить, что при движении в CuO_2 -плоскости на каждый заряд, попавший в ди-полосу, действует дополнительная «антиферромагнитная» сила, выталкивающая его из этой полосы. К существенному уменьшению сопротивления $\rho_a(T)$ при $T \sim T_{c0}^l$ приводит также появление флуктуационных $2D$ сверхпроводящих областей.

Измеренная в работе [5] для монокристаллов квазидвумерного $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ зависимость $\rho_c(T)$ не согласуется, на первый взгляд, с нелинейностью $\rho_a(T)$: рост сопротивления ρ_c начинается при температурах, намного больших T^* . Это можно объяснить существенным влиянием на зависимость $\rho_c(T)$ страйп-флуктуаций, предшествующих зарядовому упорядочению. При $T > T^*$ наличие малого числа страйп-флуктуаций в CuO_2 -плоскости почти не влияет на зависимость $\rho_a(T)$, но существенно изменяет характер движения зарядов вдоль оси \hat{c} : каждая страйп-флуктуация является «ловушкой» для заряда, оставляющей его в своей CuO_2 -плоскости. При туннелировании заряда из одного слоя в другой отношение вероятностей попадания в мет- или ди-полосу равно отношению ширин d_m и d_d соответствующих полос ($d_m/d_d > 1$). Если при тунне-

лировании заряд попадает сначала в ди-полосу и только в следующем слое в мет-полосу, то толщина джозефсоновской прослойки удваивается и вероятность туннелирования уменьшается. С этим может быть связан переход в нормальном состоянии зависимости $\rho_c(T)$ от металлического хода к полупроводниковому — рост числа страйп-флуктуаций при уменьшении температуры приводит к росту сопротивления.

Существование при $T_c < T < T_{c0}^l$ в CuO_2 -плоскости областей с металлической, почти диэлектрической и сверхпроводящей фазами препятствует переходу заряда между слоями и приводит к полупроводниковому характеру транспорта заряда с различными путями туннелирования. При этом, как видно из (1), зависимость $\rho_c(T)$ будет определяться каналом с минимальной вероятностью туннелирования. Для ВТСП важная роль слабого джозефсоновского механизма туннелирования отмечалась в работе Андерсона [14]. Двумерные флуктуационные сверхпроводящие эффекты приводят к двум таким каналам. При понижении температуры один из них связан с ростом числа флуктуационных пар и $2D$ вихрей в плоскости, что приводит к различным температурным зависимостям длин когерентности $\xi_{ab}(T)$ в CuO_2 -плоскости и $\xi_c(T)$ вдоль оси \hat{c} и к температурной зависимости вероятности туннелирования $t_c(T) \sim (\xi_c(T)/\xi_{ab}(T))^2$. Так, в области температур $T_{c0}^* \ll T \ll 2T_{BKT}$, где T_{c0}^* — минимальное значение температуры T_{c0}^l , длины когерентности $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab0}(T/T_{BKT} - 1)^{-1/2}$, $\xi_c(T) = \xi_{c0}(T)$ и

$$t_c(T) \sim \left(\frac{\xi_{c0}}{\xi_{ab0}} \right)^2 \left(\frac{T}{T_{BKT}} - 1 \right), \quad (2)$$

где ξ_{ab0} и ξ_{c0} — константы. Второй канал с зависящей от температуры вероятностью туннелирования возникает при $T_{BKT} \ll T \ll T_{c0}^*$ за счет экспоненциальной зависимости $\xi_{ab}(T)$ в $2D$ ХУ модели Березинского—Костерлица—Таулесса.

При достаточно малых величинах $t_c(T_c) \leq T_{c0}/\epsilon_F$ (ϵ_F — энергия Ферми) [7,8] при $T = T_c$ в квазидвумерном ВТСП устанавливается когерентное трехмерное сверхпроводящее состояние, температурные зависимости длин когерентности $\xi_{ab}(T)$ и $\xi_c(T)$ совпадают и, как следует из (2), вероятность туннелирования уже не зависит от температуры. Это согласуется с результатами измерений сопротивления [5] и лондонской глубины проникновения [15].

Изучение динамики движения зарядов вдоль оси \hat{c} при $T > T_c$, а именно вопросов о его некогерентном характере, природе полупроводниковой зависимости $\rho_c(T)$ и температурной зависимости вероятности туннелирования t_c , является ключевым моментом высокотемпературной сверхпроводимости. Как показано выше, в квазидвумерных системах с некогерентной динамикой переноса заряда вдоль оси \hat{c} в нормальном состоянии (например, в Bi2212) полупроводниковый ход зависимости имеет флуктуационную природу:

— при $T > T^*$ он связан с флуктуациями, предшествующими зарядовому упорядочению; существование страйп-флуктуаций и температуру их появления в зависимости от допирования можно было бы установить так же, как и для $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [9], и результаты сравнить с измерениями $\rho_c(T)$;

— при $T_c < T < T_{c0}$ флуктуационные $2D$ сверхпроводящие эффекты в CuO_2 -плоскости приводят к различной зависимости длин когерентности $\xi_{ab}(T)$, $\xi_c(T)$ и температурной зависимости вероятности туннелирования t_c . Это может быть использовано для экспериментального определения величин T_{c0} и T_{BKT} из результатов измерений $\rho_c(T)$ с полупроводниковым ходом зависимости.

В анизотропном трехмерном сверхпроводнике с когерентной динамикой зарядов вдоль оси \hat{c} и трехмерным зарядовым упорядочением (например, в YBCO) изменения зависимостей $\rho_a(T)$ и $\rho_c(T)$ при $T < T^*$ скоррелированы [16], т. е. области с флуктуациями спиновых волн и области с флуктуациями сверхпроводящего параметра порядка трехмерны. Однако воздействие параллельного оси c магнитного поля $B > B_{cr}$ меняет степень анизотропии образца — он становится квазидвумерным с сильными двумерными флуктуациями, некогерентной динамикой зарядов, что проявляется в полупроводниковом ходе $\rho_c(T)$ при $T > T_c(B)$ [4].

Автор глубоко признателен Б. Г. Лазареву за очень полезные обсуждения актуальных вопросов сверхпроводимости. Работа выполнена при информационной поддержке в рамках проекта INTAS 98-01.

1. T. Ito, *Nature* **350**, 596 (1991).
2. L. B. Ioffe, A. I. Larkin, A. A. Varlamov, and L. Yu, *Phys. Rev.* **B47**, 8936 (1993).
3. Y. Zha, S. L. Cooper, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B53**, 8253 (1996).
4. T. Watanabe and A. Matsuda, *Phys. Rev.* **B54**, 6881 (1996).

5. T. Watanabe, T. Fujii, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2113 (1997).
6. T. Ito, K. Takeno, and S. Ushida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
7. Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **56**, 1675 (1965).
8. Л. Н. Булаевский, *УФН* **116**, 449 (1975).
9. B. R. Zhao, X. L. Dong, Z. X. Zhao, W. Lin, Z. F. Dong, X. F. Duan, B. Xu, L. Zhou, G. C. Che, S. Q. Guo, B. Yin, H. Chen, F. Wu, L. H. Zhao, and Z. Y. Xu, *Physica* **C282–287**, 1879 (1997).
10. В. М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996).
11. A. Millis, P. Montoux, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).
12. Ю. А. Изюмов, *УФН* **169**, 265 (1999).
13. G. G. Sergeeva, *e-print:cond-mat 9902225*.
14. P. W. Anderson, *Science* **268**, 1154 (1995).
15. S. Ushida, K. Tamasaki, and S. Tajima, *Phys. Rev.* **B53**, 14558 (1996).
16. K. Takenaka, K. Mizuhashi, and S. Ushida, *Phys. Rev.* **B50**, 6534 (1994).

Charge ordering for quasi-two-dimensional HTS

G. G. Sergeeva

For quasi-two-dimensional HTS the hypothesis of the fluctuational nature of the semiconductive dependence of out-of-plane resistivity $\rho_c(T)$ which is caused by the charge ordering at temperature T^* and superconducting transition is discussed. At $T > T^*$ there are stripe fluctuations which come before the charge ordering. At $T < T_{c0}$, where T_{c0} is the temperature of two-dimensional superconducting transition in the mean field theory, the regions of appearing superconducting fluctuations lead to a considerable temperature dependence of the tunneling probability along axis \hat{c} in the normal state.