Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 632–634

Свидетельства ангстремной толщины изолированных сверхпроводящих слоев ВТСП

П. Н. Михеенко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:medvedev@host.dipt.donetsk.ua

Проведена оценка эффективной толщины сверхпроводящих слоев $YBa_2Cu_3O_x$. Объяснена аномально высокая разница между среднеполевой критической температурой и температурой перехода Березинского—Костерлица—Таулесса (БКТ) в однослойных пленках, Y/Pr сверхрешетках и поликристаллических образцах с разрушенными CuO_2-плоскостями. Прослежена динамика температуры БКТ-перехода с изменением числа наслаиваемых друг на друга элементарных ячеек $YBa_2Cu_3O_x$. Получена пригодная для ВТСП формула, связывающая температуру БКТ-перехода с сопротивлением образцов на квадрат площади.

Проведено оцінку ефективної товщини надпровідних шарів $YBa_2Cu_3O_x$. Пояснено аномально високу різницю між середньопольовою критичною температурою і температурою переходу Березинського—Костерліца—Таулесса (БКТ) в одношарових плівках, Y/Pr надгратках і полікристалічних зразках зі зруйнованими площинами CuO_2. Простежено динаміку температури БКТ при зміні кількості елементарних комірок $YBa_2Cu_3O_x$, які нашаровуються одна на одну. Отримано придатну для ВТНП формулу, що пов'язує температуру БКТ переходу з опором зразків на квадрат площини.

1. Известно, что высокотемпературные сверхпроводники обладают целым рядом особенностей, характерных для двумерных сверхпроводящих систем. Одна из них — наличие перехода типа Березинского—Костерлица—Таулесса (БКТ). Он был обнаружен даже в таком низко анизотропном по сравнению с другими ВТСП, как $YBa_2Cu_3O_x$ [1–4].

Переход проявляется следующим образом. При некоторой температуре, которую называют среднеполевой критической температурой T_{c0}, в образце возникает сверхпроводящее состояние. Локально параметр порядка становится отличным от нуля. Для $YBa_2Cu_3O_x$ при близком к оптимальному допировании кислородом T_{c0} несколько выше 90 К. Однако при понижении температуры ниже T_{c0} вольт-амперные характеристики продолжают оставаться линейными, т.е. если описывать их выражением $V \propto I^n$, то n остается равным единице. Лишь при температуре перехода Березинского—Костерлица—Таулесса T_{KT} n скачкообразно увеличивается до трех и дальше на некотором участке растет линейно с понижением температуры. При малых n этот участок экстраполируется к T_{c0}.

Скачок n связан со спариванием термически возбужденных пар вихрь—антивихрь, которые при этих температурах дают основной вклад в вольт-амперные характеристики. Реальная слоистость ВТСП, т.е. наличие конечного взаимодействия между сверхпроводящими слоями, трансформирует переход. Скачок размывается, вольт-амперные характеристики преобразуются к форме $V \propto I(I - I_c)^n$, т.е. фактически появляется критический ток I_c.

Разница между T_{c0} и T_{KT} (ΔT_{cc}) отражает эффективную анизотропию системы. Для $YBa_2Cu_3O_x$ следует ожидать очень малого ее значения. Действительно, монокристаллы и качественные образцы дают ΔT_{cc} от 0,14 [5] до нескольких единиц градусов [1–4,6,7]. Однако другие иттриевые образцы, в том числе однослойные пленки [9–13], Y/Pr сверхрешетки [14–17] и поликристаллические образцы с разрушенными CuO_2-плоскостями [18,19], дают гигантские ΔT_{cc}, вплоть до 70 К.

2. Попробуем оценить ΔT_{cc} теоретически. Значение T_{KT}, а значит, и ΔT_{cc} задается известной формулой:

$$T_{KT} = \frac{q^2}{4\varepsilon_0} = \frac{\Phi_0^2}{16\pi^2\Lambda(T_{KT})\varepsilon_0} = \frac{h^2 n_{2D}(T_{KT})}{32\pi m}, \qquad (1)$$

где Λ —двумерная длина магнитной экранировки; q — эффективный заряд вихря; ε_0 — диэлектри-

© П. Н. Михеенко, 1996

ческая постоянная для вихрей; n_{2D} — двумерная плотность носителей заряда.

Если подставить в нее реальное значение n_{2D}, которое можно определить как число дырок в элементарной ячейке (согласно [20,21], оно составляет при оптимальном допировании 0,16), деленное на произведение параметров решетки a и b, то получим ΔT_{cc} около 6 К. Меньшие значения можно объяснить джозефсоновским взаимодействием между плоскостями, которое обеспечивает дополнительное притяжение между парами вихрь—антивихрь. Объяснение бóльших значений вызывает очень серьезные затруднения. Ближе всего к решению этой проблемы подошли авторы работы [22], которые проанализировали ситуацию с точки зрения «грязного» предела $l << \xi_0$, где l — длина свободного пробега; ξ_0 — длина когерентности. Согласно законам нелокальной электродинамики [23], Λ^{-1} и n_{2D} при этом испытывают перенормировку $\frac{l}{l+\xi_0}$:

$$n_{2D} = \frac{mc^2}{2\Lambda\pi e^2} = n_{2D}(0)\frac{l}{l+\xi_0} f(T) ,$$
$$f(T) = \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \operatorname{th}\left(\frac{\Delta(T)}{2kT}\right) . \qquad (2)$$

Однако было найдено неразрешимое противоречие с формулой, связывающей T_{KT} и сопротивление образца на квадрат площади [24]:

$$\frac{T_{KT}}{T_{c0}} = f(T_{KT})\frac{2{,}18\hbar}{\varepsilon_0 e^2 R_\square} , \qquad (3)$$

где $\varepsilon_0 \approx 1$.

Решение проблемы состоит в предположении о реализации «чистого» предела, но с малой толщиной слоя d ($d < \xi_0 < l$). Перенормировочный коэффициент здесь такой же, как и в «грязном» случае, но с d вместо l [23]:

$$n_{2D} = n_{2D}(0)\frac{d}{d+\xi_0}\left(\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}\right)\operatorname{th}\left(\frac{\Delta T}{2kT}\right) . \qquad (4)$$

Правильная формула для ВТСП, связывающая T_{KT} и сопротивление образца на квадрат площади, легко получается переходом от l- к d-перенормировке:

$$\frac{T_{KT}}{T_{c0}} = f(T_{KT})\frac{d(l+\xi_0)}{l(d+\xi_0)}\frac{2{,}18\hbar}{\varepsilon_0 e^2 R_\square} . \qquad (5)$$

Она проверена для данных работы [22].

Численно решая формулу (5) с минимальными экспериментально найденными значениями T_{KT} и d как параметром задачи, получаем $d \approx 2$ Å. Эта величина близка к используемой в расчетах внутреннего эффекта Джозефсона ВТСП структур [25,26] и согласуется с расчетами средней электронной плотности [27,28] в предположении, что источник сверхпроводимости находится как раз на плоскостях CuO_2.

3. Этот расчет верен, однако, лишь для изолированных сверхпроводящих ячеек, которые имеют минимальную температуру БКТ-перехода. Проследим эволюцию T_{KT} с добавлением других элементарных слоев. В [22] была обнаружена отчетливая ступенчатая зависимость T_{KT} от числа таких ячеек в соединении $YBa_2Cu_3O_x$. Приведем ее объяснение.

Согласно нашему механизму и приведенной оценке, изолированная ячейка $YBa_2Cu_3O_x$ имеет два тонких (≈ 2 Å) сверхпроводящих слоя, расположенных выше и ниже атома иттрия. Расстояние между слоями больше их толщины. Практически они не перекрываются друг с другом и дают вклад в вольт-амперные характеристики как отдельные объекты с одной и той же критической температурой.

Добавление второй ячейки дает квазичастицам дополнительную возможность переходить из слоя в слой и тем самым увеличивает их эффективную толщину. Ренормировка n_{2D} (4) становится не столь эффективной. Расчет d для пленки с двумя элементарными ячейками дает ее значение ≈ 7 Å. Это означает, что ближайшие плоскости CuO_2 объединились и действуют как один объект. Вместе с тем расстояние между двумя объединенными слоями в разных ячейках больше их толщины. Как квазичастичным, так и джозефсоновским взаимодействием между ними можно пренебречь.

Добавление третьей элементарной ячейки вызывает еще большее расширение электронных облаков и приводит к квазичастичному объединению слоев в соседних ячейках. Ренормировка n_{2D} по толщине снимается полностью, вступает в силу механизм сближения T_{c0} и T_{KT} за счет джозефсоновского взаимодействия. Практически после третьей ячейки $YBa_2Cu_3O_x$ становится трехмерным сверхпроводником.

Таким образом, обнаруженная в [22] ступенчатая зависимость температуры БКТ-перехода от толщины пленки имеет четкую физическую природу. Первый скачок T_{KT} от 0 до ≈ 20 К связан с одновременным появлением двух изолированных сверхпроводящих слоев, второй (от 20 до ≈ 40 К) — с объединением этих слоев, третий (до 70–80 К) —

с объединением слоев в соседних ячейках. Другие ступеньки T_{KT} не появляются [22]. Имеется только плавный рост этого параметра главным образом за счет джозефсоновского взаимодействия.

Необходимо отметить, что механизм изменения T_{KT} связан с поведением квазичастичных слоев, т.е. не со сверхпроводящими параметрами образца, а с его нормальными характеристиками, в частности с сопротивлением перед переходом в сверхпроводящее состояние. Такой вывод был независимо сделан и в работе [22].

Эта же работа дает еще один аргумент в пользу нашей модели. Кроме трехслойных структур с несколькими ячейками $YBa_2Cu_3O_x$ между диэлектрическими слоями $PrBa_2Cu_3O_x$ в ней были исследованы такие же структуры, но с обкладками из проводящего соединения $Pr_{1-y}Y_yBa_2Cu_3O_x$. Это дает дополнительную возможность квазичастичных перескоков на другие слои. Значение T_{KT} резко увеличивается с первой же ячейки. Нескольких ступенек не наблюдается.

4. Таким образом, в настоящей работе показано, что за счет перенормировки по малой толщине сверхпроводящий слой толщиной ≈ 2 Å вполне обеспечивает разницу между среднеполевой критической температурой и температурой перехода Березинского—Костерлица—Таулесса примерно в 70 К. Прослежена динамика T_{KT} с увеличением числа последовательно наносимых элементарных ячеек. Объяснена ступенчатая зависимость T_{KT} от толщины пленки. Получена пригодная для ВТСП формула, связывающая T_{KT} и сопротивление образца на квадрат площади в нормальном состоянии.

Подобные расчеты легко могут быть проведены для любых других ВТСП соединений.

1. J. Kim, H. Lee, J. Chung, H. J. Shin, and H. J. Lee, *Phys. Rev.* **B43**, 2962 (1991).
2. M. A. Dubson, S. T. Herbert, J. J. Calabrese, D. C. Harris, B. R. Patton, and J. C. Garland, *Phys. Rev. Lett.* 60, 1061 (1988).
3. P. C. E. Stamp, L. Forro, and C. Ayache, *Phys. Rev.* B38, 2847 (1988).
4. C. Paracchini and L. Romano, *Physica* C207, 143 (1993).
5. N.-C. Yeh and C. C. Tsuei, *Phys. Rev.* B39, 9708 (1989).
6. D. R. Harshman, G. Aeppli, E. J. Ansaldo, B. Batlogg, J. H. Brewer, J. F. Carolan, R. J. Cava, M. Celio, A. C. D. Chaklader, W. N. Hardy, S. R. Kreitzman, G. M. Luke, D. R. Noakes, and M. Senba, *Phys. Rev.* B36, 2386 (1987).
7. C. Paracchini and L. Romano, *Physica* **C184**, 29 (1991).
8. C. Paracchini and L. Romano, *Physica* **C191**, 72 (1992).
9. D. P. Norton and D. H. Lowndes, *Phys. Rev.* **B48**, 6460 (1993).
10. I. Bozovic, J. N. Eckstein, M. E. Klausmeier-Brown, and G. Virshup, *J. Supercond.* 5, 19 (1992).
11. T. Terashima, K. Shimura, Y. Bando, Y. Matsuda, A. Fujiama, and S. Komiyama, *Phys. Rev. Lett.* 67, 1362 (1991).
12. Y. Matsuda, S. Komiyama, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev. Lett.* 69, 3228 (1992).
13. Y. Matsuda, S. Komiyama, T. Onogi, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev.* **B48**, 10498 (1993).
14. M. Rasolt, T. Edis, and Z. Tezanovic, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2927 (1991).
15. J.-M. Triscone, O. Fischer, O. Brunner, L. Antognazza, A. D. Kent, and M. G. Karkut, *Phys. Rev. Lett.* 64, 804 (1990).
16. Q. Li, X. X. Xi, X. D. Wu, A. Inam, S. Vadlamannati, W. L. McLean, T. Venkatesan, R. Ramesh, D. M. Hwang, J. A. Martinez, and L. Nazar, *Phys. Rev. Lett.* 64, 3086 (1990).
17. D. H. Lowndes, D. P. Norton, and J. D. Budai, *Phys. Rev. Lett.* 65, 1160 (1990).
18. P. N. Mikheenko, Yu. A. Genenko, Yu. V. Medvedev, A. I. Usoskin, I. N. Chukanova, *Physica* C212, 332 (1993).
19. P. N. Mikheenko and I. S. Abaliosheva, *Physica* C214, 393 (1993).
20. J. L. Tallon and N. E. Flower, *Physica* C204, 237 (1993).
21. J. L. Tallon, C. Bernhard, H. Shaked, R. L. Hitterman, and J. D. Jorgensen, *Phys. Rev.* B51, 12911 (1995).
22. M. Z. Cieplak, S. Guha, S. Vadlamannati, T. Giebultowicz, and P. Lindenfeld, *Phys. Rev.* B50, 12876 (1994).
23. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, New York (1975).
24. M. R. Beasley, J. E. Mooij, and T. P. Orlando, *Phys. Rev. Lett.* 42, 1165 (1979).
25. R. Kleiner and P. Muller, *Phys. Rev.* B49, 1327 (1994).
26. R. Kleiner, P. Muller, H. Kohlstedt, N. F. Pedersen, and S. Sakai, *Phys. Rev.* B50, 3942 (1994).
27. V. A. Voloshin, P. N. Mikheenko, V. V. Babenko, V. G. Butko, I. M. Resnik, and Ya. I. Yuzhelevskii, *Low. Temp. Phys.* 21, 399 (1995).
28. C. O. Rodriguez, *Phys. Rev.* B49, 1200 (1994).

Evidence for angstrom thickness of HTSC isolated superconducting layers

P. N. Mikheenko

The effective thickness of $YBa_2Cu_3O_x$ superconducting layers is evaluated. The abnormally large difference between the mean-field critical temperature and the temperature of Berezinskii—Kocterlitz—Thouless (BKT) transition in one-unit-cell films, Y/Pr superlattices and polycrystal samples with destroyed CuO_2 planes, is explained. The dynamics of the BKT temperature with varying the number of the layered $YBa_2Cu_3O_x$ unit cells is described. An expression that relates the BKT transition temperature to sample resistance per square area and is appropriate for HTSC is derived.