

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ: ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ

Э.З.Кучинский, М.В.Садовский

Институт Электрофизики УрО РАН

Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 20 октября 1993 г.

Показано, что аномальная температурная зависимость орбитального верхнего критического поля H_{c2} , наблюдавшаяся на эпитаксиальных пленках системы Bi-Sr-Cu-O (в широком интервале температур), может быть удовлетворительно объяснена влиянием эффектов локализации в двумерном (квазидвумерном) случае.

В недавней работе [1] были получены уникальные данные о температурной зависимости верхнего критического поля системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y$ в широком температурном интервале от $T_c \approx 19\text{K}$ до $T \approx 0,005T_c$, продемонстрировавшие ярко выраженное аномальное поведение с отрицательной кривизной при всех температурах. Авторы [1] отмечают, что такое поведение трудно понять в рамках существующих теорий. Оно резко отличается от стандартного поведения модели БКШ, так же как и от поведения, предсказываемого моделью компактных заряженных бозонов (биполяронов) [2]. В частности, в этом последнем случае H_{c2} степенным образом расходится при $T \rightarrow 0$, тогда как на эксперименте значение $H_{c2}(T=0)$ остается конечным. Целью настоящей работы является демонстрация того факта, что наблюдаемая зависимость $H_{c2}(T)$ может быть удовлетворительно объяснена эффектами локализации в двумерной (квазидвумерной) модели в пределе достаточно сильного беспорядка [3]. Измерения H_{c2} в работе [1] проводились на эпитаксиальных пленках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y$, однако вполне вероятно, что степень упорядоченности этих пленок была не очень высока, о чем можно судить по довольно значительной ($\sim 7\text{K}$) ширине сверхпроводящего перехода. К сожалению, соответствующие данные, в частности о величине проводимости изучавшихся пленок, в работе [1] отсутствуют. Это служит основанием для попытки интерпретации полученных данных в картине достаточно сильного беспорядка, эффекты которого, очевидно, усиливаются квазидвумерным характером ВТСП систем.

Ниже мы, в основном, ограничимся описанием чисто двумерного случая, поскольку соответствующие зависимости для квазидвумерных систем очень мало отличаются от чисто двумерных в интересующей нас области параметров [3]. Общий подход к рассмотрению H_{c2} в сильно неупорядоченных системах изложен в работе [4].

При рассмотрении сильно неупорядоченных систем в магнитном поле определяющим является знание двухчастичных мацубаровских функций Грина при малых q и ω_m в диффузионном и куперовском каналах:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_E(q\omega_m = 2\epsilon_n) \\ \Psi_E(q\omega_m = 2\epsilon_n) \end{array} \right\} = - \frac{N(E)}{i|\omega_m| + i \left\{ \begin{array}{l} D_1(\omega_m) \\ D_2(\omega_m) \end{array} \right\} q^2}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_m = 2\pi mT$, $\epsilon_n = 2\pi(n+1/2)T$ – мацубаровские частоты, $N(E)$ – плотность состояний на уровне Ферми E .

Обобщенные "коэффициенты диффузии" D_1 и D_2 , вообще говоря, не равны друг другу в присутствии внешнего магнитного поля, нарушающего инвариантность относительно обращения времени. В этом случае необходимо рассматривать систему связанных уравнений для обеих двухчастичных функций.

В дальнейшем нас интересует только случай магнитного поля, перпендикулярного хорошо проводящим плоскостям. Повторяя обычную схему рассмотрения сверхпроводящего перехода во внешнем магнитном поле [5], получаем уравнение, определяющее температурную зависимость $H_{c2}(T)$ в виде

$$\ln \frac{T}{T_c} = 2\pi T \sum_{\epsilon_n} \left\{ \frac{1}{2|\epsilon_n| + 2\pi D_2(2|\epsilon_n|)\frac{H}{\Phi_0}} - \frac{1}{2|\epsilon_n|} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\Phi_0 = \pi c/e$ – квант магнитного потока, T_c – температура перехода теории БКШ в отсутствие магнитного поля.

Как видно из уравнения (2), особенности поведения верхнего критического поля связаны с особенностями частотного поведения коэффициента диффузии, которая становится нетривиальной в окрестности андерсоновского перехода металл–диэлектрик.

В самосогласованной теории локализации [6, 7] система уравнений для коэффициентов диффузии в магнитном поле для двумерного случая имеет вид [8]

$$\begin{aligned} \frac{D_0}{D_2} &= 1 + \frac{1}{\pi N(E)} \sum_{|q| < q_0} \frac{1}{\omega + D_1 q^2}, \\ \frac{D_0}{D_1} &= 1 + \frac{1}{\pi N(E)} \sum_{|k| < q_0} \frac{1}{\omega + D_2 k^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k^2 = 4m\omega_H(n+1/2)$, $\omega_H = eH/mc$ – циклотронная частота, n – номер уровня Ландау, q_0 – импульс обрезания ($q_0 \approx l^{-1}$), определяемый из условия $D_0 q_0^2 = 1/2\tau$, где D_0 – друдевский коэффициент диффузии, τ^{-1} – время, а l – длина свободного пробега.

Введем $d_1 = D_1/D_0$, $d_2 = D_2/D_0$ и безразмерный параметр беспорядка $\lambda = 1/2\pi E\tau$, тогда система уравнений (3) переписывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{d_2} &= 1 + \frac{\lambda}{d_1} \ln \left(1 + d_1 \frac{1}{2\omega\tau} \right), \\ \frac{1}{d_1} &= 1 + \frac{\lambda}{d_2} \sum_{n=0}^{N_0} \left(n + \frac{1}{2} + \frac{\omega}{4m\omega_H D_0} \frac{1}{d_2} \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $N_0 = (8m\omega_H D_0 \tau)^{-1}$ – максимальное число уровней Ландау, определяемое обрезанием.

С нужной для дальнейшего использования в уравнении (2) точностью, решение системы (4) для коэффициента диффузии в куперовском канале может быть, при малых магнитных полях $\omega_H \ll \lambda_e^{-1/\lambda}/\tau$, представлено в следующем виде [3]:

$$d_2 = \begin{cases} 1 & \text{при } \omega \gg e^{-1/\lambda}/2\tau \\ 2\omega\tau e^{1/\lambda} & \text{при } \omega \ll e^{-1/\lambda}/2\tau \end{cases}, \quad (5)$$

а влиянием магнитного поля на диффузию можно, фактически, пренебречь.

Легко понять, что особенности в поведении верхнего критического поля, связанные с особенностями частотного поведения коэффициента диффузии, будут проявляться лишь при температурах $T \ll e^{-1/\lambda}/\tau$ [3]. При более высоких температурах наблюдается полное соответствие с обычной теорией "грязных" сверхпроводников. Сверхпроводимость может сохраниться в системе с конечным радиусом локализации при выполнении неравенства $T_c \gg \lambda(e^{-1/\lambda}/\tau)$ [3], что эквивалентно известному критерию [9] малости характерного размера куперовских пар по сравнению с радиусом локализации. Последний экспоненциально велик в двумерных системах с малым (в смысле неравенства $\lambda \ll 1$) беспорядком. Для нас представляет наибольший интерес случай относительно сильного беспорядка, когда выполнено неравенство $T_c \ll e^{-1/\lambda}/\tau$ так что, фактически, речь идет о достаточно узкой по параметру λ области $\lambda(e^{-1/\lambda}/\tau) \ll T_c \ll e^{-1/\lambda}/\tau$. В этом случае верхнее критическое поле определяется уравнением ($\gamma = 1,781$) [3]

$$\ln \left(\frac{\gamma e^{-1/\lambda}}{2\pi \tau T} \right) = \left(1 + 4\pi \frac{D_0 \tau H_{c2}}{\Phi_0 e^{-1/\lambda}} \right) \ln \left(\frac{\gamma e^{-1/\lambda}}{2\pi \tau T_c} \left(1 + 4\pi \frac{D_0 \tau H_{c2}}{\Phi_0 e^{-1/\lambda}} \right) \right), \quad (6)$$

из которого в явном виде легко получить зависимость $T(H_{c2})$. Соответствующее поведение верхнего критического поля для двух наборов параметров приведено на рисунке. Кривая $H_{c2}(T)$ - вогнута и H_{c2} расходится при $T \rightarrow 0$. Эта слабая (логарифмическая) расходимость связана с пренебрежением обратным влиянием магнитного поля на диффузию [3]. Учет такого влияния устраняет расходимость H_{c2} при $T \rightarrow 0$ и мы получаем

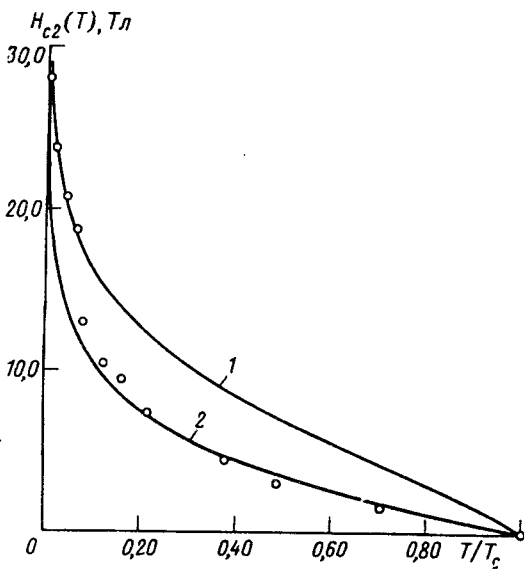
$$H_{c2}(T=0) = \frac{\gamma \Phi_0}{2\pi D_0 \tau}. \quad (7)$$

Именно в этом проявляется эффект нарушения инвариантности относительно обращения времени, видно, что его учет существен лишь для предельно низких температур [3]. В дальнейшем им можно пренебречь.

В квазидвумерном случае, на диэлектрической стороне перехода Андерсона, не слишком близко к нему, поведение коэффициента диффузии отличается от чисто двумерного лишь незначительными поправками и верхнее критическое поле может рассматриваться в рамках чисто двумерного подхода. В окрестности перехода Андерсона, например, по величине межплоскостного интеграла переноса, как с металлической, так и с диэлектрической, стороны, в области параметров, удовлетворяющих неравенству $\lambda(e^{-1/\lambda}/\tau) \ll T_c \ll e^{-1/\lambda}/\tau$ температурная зависимость H_{c2} фактически также очень близка к двумерной зависимости, рассмотренной выше [3]. Некоторые отличия снова возникают лишь в достаточно узкой области предельно низких температур. Подробности можно найти в работе [3].

Полученные аномалии поведения H_{c2} , в конечном счете, являются следствием соответствующих аномалий частотной зависимости обобщенного коэффициента диффузии вблизи андерсоновского перехода и, в этом смысле, отражают изменение характера электронных состояний в окрестности перехода металл-диэлектрик.

На рисунке приведены также экспериментальные значения H_{c2} , полученные в работе [1]. Теоретическая кривая 1 приведена для параметров, дающих



Температурная зависимость верхнего критического поля: теоретическая кривая 1 приведена для случая $e^{-1/\lambda}/T_c\tau = 2$, $\lambda = 0,18$, а кривая 2 — для $e^{-1/\lambda}/T_c\tau = 20$, $\lambda = 0,032$. Точки — экспериментальные данные работы [1]

хорошее совпадение с экспериментальными данными в области низких температур. Кривая 2 соответствует параметрам, дающим хорошее согласие в широком интервале температур, кроме самых низких. Массу m всюду полагаем равной массе свободного электрона. Видим, что можно достигнуть очень неплохого соответствия теории и эксперимента. К сожалению, выбранные нами в случае 2 значения отношения $e^{-1/\lambda}/T_c\tau$, при вполне разумных значениях λ , соответствуют нереалистичным (слишком малым) значениям $T_c\tau$, которые вряд-ли реализуются в рассматриваемой системе с относительно высокой T_c . В случае 1 ситуация значительно лучше, хотя величина затухания все равно весьма велика на масштабе T_c , что соответствует сильному беспорядку. Заметим, однако, что детальное обсуждение этих параметров вряд-ли возможно в отсутствие дополнительных данных о пленках, использованных в работе [1]. В частности, большой интерес представляет независимая оценка параметра λ . Следует подчеркнуть довольно условный характер использованных теоретических параметров, что связано с двумерной идеализацией. Более серьезное сравнение нужно, конечно, проводить с формулами работы [3] для квазидвумерного случая, что также требует дополнительной информации о системе, в частности надежных данных об анизотропии электронных свойств.

По нашему мнению, хорошее совпадение экспериментальных данных работы [1] с теоретическими зависимостями, полученными для двумерного (квазидвумерного) случая неупорядоченной системы, в которой существенны эффекты андерсоновской локализации, является дополнительным свидетельством важности этих эффектов в физике высокотемпературных сверхпроводников [10].

Авторы благодарны д-ру I.Vozovic, приславшему препринт работы [1] до ее опубликования. Данная работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта №93-02-2066.

1. M.S.Osofsky, R.J.Soulen, S.A.Wolf et al. Phys. Rev. Lett., 1993 (in press).
2. А.С.Александров, А.Б.Кребс, УФН 162, 1 (1992).

3. Э.З.Кучинский, М.В.Садовский, СФХТ **6**, 1119 (1993).
4. Э.З.Кучинский, М.В.Садовский, СФХТ **4**, 2278 (1991).
5. П. де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968. (De Gennes P.G. Superconductivity of Metals and Alloys. W.A.Benjamin, NY, 1966).
6. D.Vollhardt and P.Wölfle, Phys. Rev. B **22**, 4666 (1980).
7. M.V.Sadovskii, Soviet Scientific Reviews. Ed. by I.M.Khalatnikov, **7**, 1, Harwood Academic Publ., NY (1985).
8. D.Yoshioka, Y.Ono, and H.Fukuyama. J. Phys. Soc. Japan **50**, 3419 (1981).
9. L.N.Bulaevskii and M.V.Sadovskii, J. Low. Temp. Phys. **59**, 89 (1985).
10. M.V.Sadovskii, In "Studies of High-Temperature Superconductors". Vol.11. Ed. by A.V.Narlikar. Nova Science Publishers, NY, 1993.