

СМЕНА ЗНАКА ФЛУКТУАЦИОННОЙ ХОЛЛОВСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

А.В.Самойлов

*Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН,
117334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 ноября 1992 г.

Измерены холловское и продольное сопротивления ρ_{xy} и ρ_{xx} эпитаксиальных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $80 < T < 185$ К. Показано, что флуктуационная добавка к холловской проводимости $\sigma_{xy} = \rho_{xy}/(\rho_{xy}^2 + \rho_{xx}^2)$ меняет знак при $T > T_c$. Согласно недавним теоретическим работам, это может означать смену знака мнимой части времени релаксации параметра порядка.

Смена знака холловского сопротивления ВТСП¹ вблизи T_c остается предметом активных дискуссий. Недавний прогресс в теоретическом объяснении этого явления связан с подходом на основе теории Гинзбурга - Ландау, в которой учтено, что время релаксации параметра порядка γ является комплексной величиной^{2,3}. Флуктуационная добавка к холловской проводимости оказывается пропорциональной $\lambda_0^{-1} = \text{Im}(\gamma)^2$.

В данной работе производится анализ холловской проводимости $\sigma_{xy} = \rho_{xy}/(\rho_{xy}^2 + \rho_{xx}^2)$ высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, полученной из измерений холловского и продольного сопротивлений ρ_{xy} и ρ_{xx} , соответственно. Флуктуационная холловская проводимость определялась путем вычитания из экспериментальных значений σ_{xy} нормального вклада σ_{xy}^n : $\sigma_{xy}^f = \sigma_{xy} - \sigma_{xy}^n$. Оказалось, что σ_{xy}^f меняет знак с положительного, соответствующего знаку σ_{xy}^n , на отрицательный, соответствующий знаку σ_{xy} в смешанном состоянии.

Эпитаксиальные пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ были выращены в ИПФ РАН (г.Нижний Новгород) на подложке SrTiO_3 с помощью лазерного распыления. Толщина пленок составляла 1000 Å. Температура перехода в нулевом поле $T_c \approx 90$ К, ширина перехода < 1 К. Для измерения холловского сопротивления был применен метод переключения пар контактов, использовавшийся нами ранее для исследования монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ⁴. Линейность напряжения по (постоянному) току была проверена в диапазоне 100–1000 мкА во всем интервале магнитных полей ($0,2 < H < 4$ Тл) и температур ($80 < T < 185$ К). Большая часть данных получена при измерительном токе 600 мкА, что соответствует плотности тока $j \approx 1200$ А/см². В местах соединения прижатых контактов с пленкой на последнюю был напылен слой серебра, что обеспечивало контактное сопротивление < 1 Ом. Для измерения холловского напряжения использовался нановольтметр "Keithley 181". Точность измерения холловского сопротивления составляла 1%. Наличие восьми контактов на каждом образце позволяло произвести 3 независимых измерения холловского сопротивления. Отличие данных по ρ_{xy} , полученных на одной пленке, не превышало 3%. Это отличие (в 1,03 раза) в пределах точности измерений было неизменным во всем температурном интервале, что свидетельствует о высокой степени однородности образца. Абсолютная точность измерения температуры составляла 0,1%.

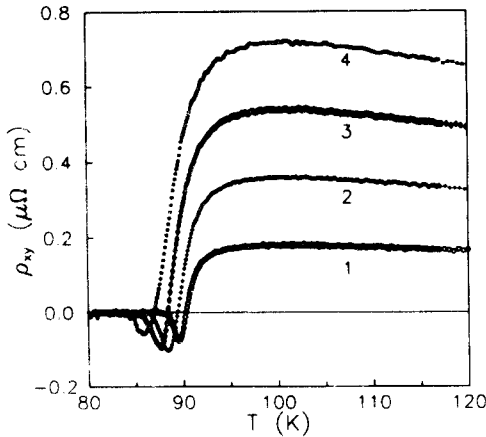
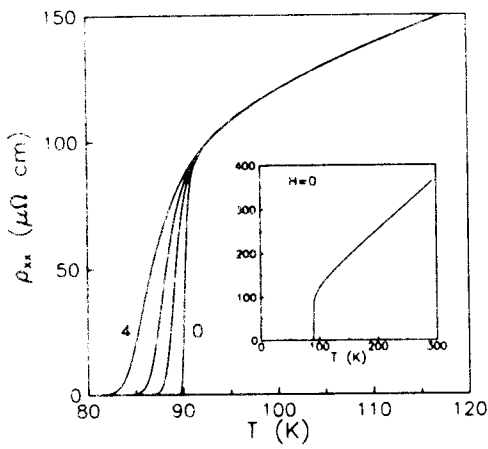


Рис.1

Рис.1. Верхняя часть рис.: зависимости ρ_{xx} от температуры в магнитных полях 0, 1, 2, 3, 4 Тл. Вставка: зависимость $\rho_{xx}(T)$ при $H=0$ до комнатной температуры. Нижняя часть рис.: зависимости ρ_{xy} в магнитных полях, указанных около кривых в Тл. Рис.2. Верхняя часть рис.: зависимости $\sigma_{xy}T^3$ от температуры в магнитных полях, указанных около кривых в Тл. Нижняя часть рис.: зависимости $\sigma_{xy}(T)$ в магнитных полях 1, 2, 3, 4 Тл (снизу вверх)

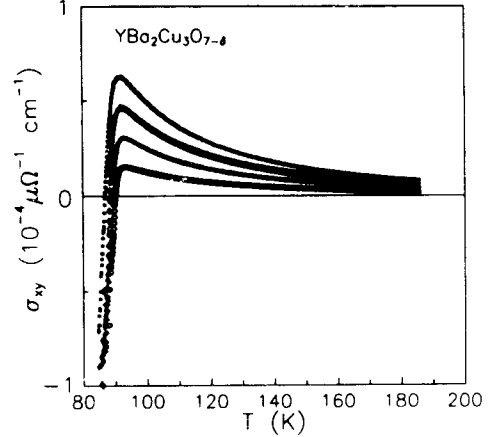
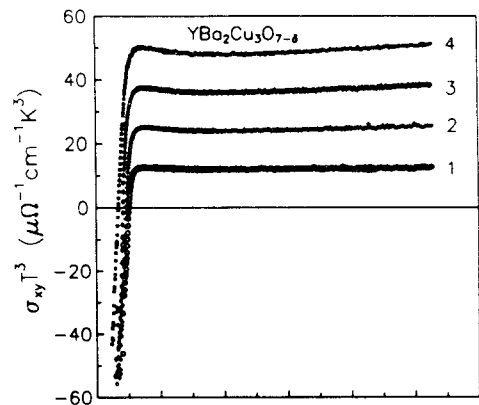


Рис.2

На рис.1 изображены температурные зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} в магнитных полях до 4 Тл. На вставке приведена зависимость $\rho_{xx}(T)$ при $H=0$. Отклонение сопротивления от линейного закона и отрицательная кривизна $\rho_{xx}(T)$ связываются с флуктуациями (см., например, ⁵). В магнитных полях резистивный переход "уширяется". В работе ² температурные зависимости транспортных коэффициентов вблизи T_c были описаны на едином языке движения параметра порядка, с учетом взаимодействия флуктуаций. Зависимость $\rho_{xx}(T)$ в магнитном поле характеризуется кроссовером от флуктуационной области в область смешанного состояния, где диссипация определяется движением вихрей, что и обеспечивает уширение перехода. Точка кроссовера в таком подходе принимается за $T_c(H)$.

Как видно из рис.1, холловское сопротивление меняет знак. Стремление понять причину этого явления побудило автора провести данное исследование.

На рис. 2 (в нижней части) приведены температурные зависимости σ_{xy} . В

нормальном состоянии холловская проводимость пропорциональна магнитному полю и сильно зависит от температуры. Как было показано в экспериментах на монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ⁶, в нормальном состоянии (до 360 К) выполняется соотношение $\sigma_{xy} \sim 1/T^3$. Андерсон ⁷ объяснил такую зависимость в терминах спинов - спионного рассеяния, дающего вклад в ρ_{xy} , и холон - спионного рассеяния, дающего вклад в ρ_{xx} . Не обсуждая справедливость такой трактовки, можно относиться к соотношению $\sigma_{xy} \sim 1/T^3$ как к эмпирическому, верному в широком интервале температур. Для того чтобы проиллюстрировать это, на рис. 2 (в верхней части) приведены зависимости $\sigma_{xy}T^3(T)$ в тех же магнитных полях, что и в нижней части. Видно, что в нормальной области $\sigma_{xy}T^3(T) \approx \text{const}$, хотя и наблюдается небольшое возрастание $\sigma_{xy}T^3$ при увеличении температуры, в согласии с ⁶. Отклонение холловской проводимости от закона $\sigma_{xy} = aH/T^3$ (где $a=12$ (мкОм·см·Тл)⁻¹К³) при $110 < T < 185$ К и $1 < H < 4$ Тл составляет $\delta\sigma_{xy}/H < 1,5 \cdot 10^{-7}$ (мк Ом·см·Тл)⁻¹.

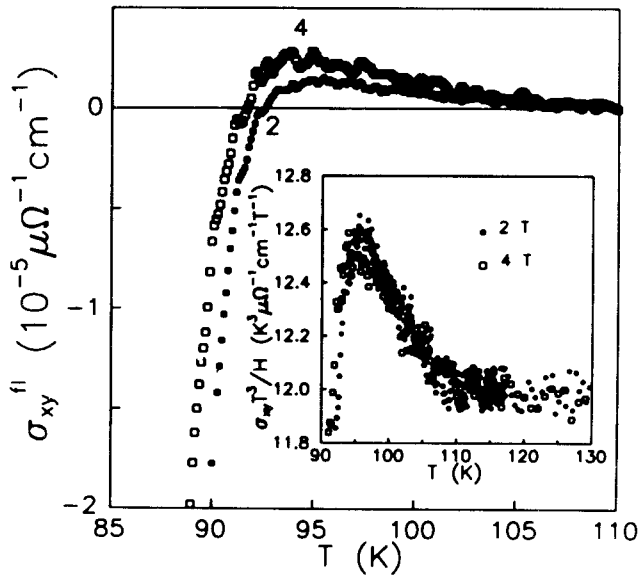


Рис.3. Зависимость $\sigma_{xy}^{fl}(T)$ в магнитных полях 2 и 4 Тл. Вставка: температурная зависимость $\sigma_{xy}T^3/H$ вблизи T_c

Температурная зависимость $\sigma_{xy}T^3$ вблизи T_c показана на вставке рис.3. Для того чтобы привести данные для разных полей, σ_{xy} отнормирована на магнитное поле. Видно, что при понижении температуры ниже 110–105 К наблюдается резкое отклонение от закона $\sigma_{xy} \sim 1/T^3$, которое при понижении температуры на 10 К (от 105 до 95 К) составляет $\Delta\sigma_{xy}/H \approx 5,5 \cdot 10^{-7}$ (мкОмсм·Тл)⁻¹. В этом же диапазоне температур различные физические свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (продольное электрическое сопротивление, намагниченность (см., например, ⁵), коэффициент Эттинзгаузена ⁸, теплоемкость ⁹) испытывают значительные отклонения от поведения в нормальном состоянии, характерные для перехода во флуктуационную область ^{5,2}. Естественно отнести отклонения от зависимости $\sigma_{xy} \approx aH/T^3$, справедливой до 185 К (а по данным ⁶ и до 360 К), за счет флуктуаций. На рис.3 показаны температурные зависимости флуктуационной

добавки, определенной как $\sigma_{xy}^{fl} = \sigma_{xy} - \sigma_{xy}^n$, с $\sigma_{xy}^n = 12 \text{ Н/Т}^3 [(\text{мкОм} \cdot \text{см})^{-1}]$, для магнитных полей 2 и 4 Тл. σ_{xy}^{fl} меняет знак при $T^* \approx 92 \text{ К}$ - выше температуры перехода в нулевом магнитном поле. Авторы работы ⁶ также наблюдали отклонение от зависимости $\sigma_{xy} \sim 1/T^3$ при 105–110 К, которое они связывали с флуктуациями, однако данные при более низких температурах приведены не были.

Знак σ_{xy}^{fl} при $T > T^*$ совпадает со знаком холловской проводимости в нормальном состоянии. Аронов и Рапопорт и Аронов и Ларкин показали ¹⁰, что при невзаимодействующих флуктуациях и $\partial T_c / \partial n > 0$, где n - концентрация носителей, знаки σ_{xy}^{fl} и σ_{xy}^n должны совпадать. Так как для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ $\partial T_c / \partial n > 0$ ¹¹, то, по-видимому, смена знака σ_{xy}^{fl} означает переход в область критических флуктуаций, которая в ВТСП значительно расширена по сравнению с "обычными" сверхпроводниками второго рода за счет большого значения параметра Гинзбурга - Ландау κ , малой длины когерентности и высокой T_c (см. ⁵). Фукуяма и др. ¹² показали, что для флуктуационного процесса Асламазова - Ларкина $\sigma_{xy}^{fl} \sim H$. Отклонение от этого соотношения (см. рис. 3) также свидетельствует о переходе в критическую область.

В теории ², учитывающей корреляцию флуктуаций, знак σ_{xy}^{fl} определяется знаком $\lambda_0^{-1} = \text{Im}(\gamma)$. λ_0^{-1} была вычислена в ¹² для невзаимодействующих флуктуаций, и оказалось, что $\lambda_0^{-1} \sim (\partial \nu / \partial E) |_{E=\epsilon_F}$, где ν - плотность состояний, ϵ_F - энергия Ферми. Изменение электронного спектра при приближении температуры к T_c , по всей видимости, кардинальным образом сказывается на параметре λ_0^{-1} .

При дальнейшем понижении температуры σ_{xy}^{fl} увеличивается по абсолютной величине. При некоторой температуре ($\approx 90,2 \text{ К}$ для 1 Тл и $\approx 87,2 \text{ К}$ для 4 Тл) меняет знак, становясь отрицательной, и σ_{xy} . В области смешанного состояния тот факт, что холловская проводимость имеет знак, обратный знаку σ_{xy}^n , означает, что проекция вектора скорости вихря на направление транспортного тока отрицательна.

Из настоящего исследования следует, что эффект, который в конце концов приводит к смене знака холловской проводимости, "зарождается" в области критических флуктуаций, там, где наглядный язык движения вихрей еще не применим. Для детального понимания этого эффекта феноменологический подход недостаточен, а нужна, по-видимому, микроскопическая теория.

Аронов и Хиками ¹³ рассмотрели вклад асимметричного рассеяния (skew scattering), вызванного спин-орбитальным взаимодействием, в σ_{xy}^{fl} - эффект, описываемый четырехточечной вершиной в диаграммной технике, то есть более высокого порядка по сравнению с обычным процессом Асламазова - Ларкина. Оказалось, что знак σ_{xy}^{fl} должен быть в этом случае противоположным знаку σ_{xy}^n . Возможно, что для объяснения результатов настоящей работы необходимо не только учитывать то, что γ - величина комплексная, но и принимать во внимание процесс, рассмотренный в ¹³.

Я благодарен М.В. Фейгельману, Д.В. Ливанову, В.А. Калацкому за обсуждения, А.С. Боровику - Романову, Н.В. Заварицкому, В.И. Кудинову, А.А. Юргенсу за дискуссии и полезные критические замечания, А.Ф. Андрееву за поддержку. Я выражаю особую признательность С.В. Гапонову за предоставление высококачественных эпитаксиальных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, а также Американскому Физическому Обществу за финансовую поддержку.

1. С.Н.Артеменко, И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев, Письма в ЖЭТФ **49**, 352 (1989); Y.Iye, S.Nakamura, and T.Tamegai, *Physica C* **159**, 619 (1989).
2. S.Ullah and A.T.Dorsey, *Phys. Rev. B* **44**, 262 (1991).
3. N.B.Kopnin, B.I.Ivlev, and V.A.Kalatsky, Письма в ЖЭТФ **55**, 717 (1992); A.T.Dorsey, *Phys.Rev.B* **46**, 8376 (1992).
4. N.V.Zavaritsky, A.V.Samoilov, and A.A.Yurgens, *Physica C* **180**, 417 (1991).
5. U.Welp, S.Fleshler, W.K.Kwok, et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3180 (1991).
6. T.R.Chien, D.A.Brawner, Z.Z.Wang, and N.P.Ong, *Phys. Rev. B* **43**, 6242 (1991).
7. P.W.Anderson, *Physica C* **185-189**, 11 (1991).
8. T.T.M.Palstra, B.Batlogg, L.F.Schneemeyer, and J.V.Waszczyk, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3090 (1990).
9. S.E.Inderhees, M.B.Salamon, J.P.Rice, and D.M.Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 232 (1991).
10. A.G.Aronov and A.B.Rapoport, *Europhys. Lett.*, in press (1992); A.G.Aronov and A.I.Larkin, Preprint.
11. L.H.Greene and B.G.Bagly, in: *Physical Properties of High Temperature Superconductors II*, ed by D.M.Ginsberg, World Scientific, p.509 (1990).
12. H.Fukuyama, H.Ebisawa, and T.Tsuzuki, *Prog. Theor. Phys.* **46**, 1028 (1971).
13. A.G.Aronov and S.Hikami, *Phys. Rev. B* **41**, 9548 (1990).