

## АНОМАЛИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХОЛЛОВСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

В.И. Кудинов

Институт физических проблем РАН  
117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 1993 г.

После переработки 12 июля 1993 г.

В полупроводниковых пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  исследован эффект Холла как в равновесных условиях, так и после облучения их видимым светом. На температурных зависимостях холловского сопротивления  $R_{xy}(T)$  обнаружен широкий максимум. Данная аномалия сдвигается в область более низких температур при увеличении концентрации свободных носителей как вследствие увеличения содержания кислорода,  $x$ , так и вследствие фотовозбуждения подвижных дырок (эффекта замороженной фотопроводимости). Предполагается, что обнаруженный максимум на зависимостях  $R_{xy}(T)$  связан с возникновением антиферромагнитного порядка в системе.

Известно, что холловское сопротивление высокотемпературных сверхпроводников характеризуется аномальной температурной зависимостью [1-3]. В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  температурная зависимость коэффициента Холла близка к  $R_H \propto 1/T$  [1,2]. Для объяснения необычно сильной температурной зависимости  $R_H(T)$ , наблюдаемой в столь широком интервале температур, применялись различные теоретические модели [4-6]. Однако до настоящего времени эта проблема остается нерешенной. В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  с дефицитом кислорода  $x < 1$  при приближении к переходу в полупроводниковую фазу,  $x \approx 0,4$ , температурная зависимость холловского сопротивления  $R_{xy}$  становится менее выраженной [3]. Нам представлялось интересным проследить возникновение и развитие аномальной температурной зависимости  $R_{xy}(T)$  в полупроводниковой фазе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при увеличении содержания кислорода.

Ранее [7,8] в пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  вблизи перехода полупроводник-металл ( $x \approx 0,4$ ) было обнаружено явление *замороженной фотопроводимости* (ЗФП). Длительное облучение пленок видимым светом приводило к усилению их проводящих свойств, которое полностью сохранялось после выключения света при  $T < 270$  К. Явление ЗФП объяснялось генерацией под действием света дополнительных подвижных дырок в  $\text{CuO}_2$  плоскостях - *фотолегированием* [9]. В работе [10] было показано, что в процессе облучения пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при комнатной температуре холловская компонента сопротивления  $R_{xy}$  уменьшается, а холловская подвижность  $\mu_H \propto R_{xy}/R_{xx}$  растет. Облучение пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  оказалось очень удобным методом для постепенного, контролируемого изменения проводящих свойств образца при заданных условиях эксперимента (температуре, поле и т.д.). В связи с этим мы также исследовали изменения температурных зависимостей холловского сопротивления  $R_{xy}(T)$  после их облучения светом (т.е. в результате фотолегирования).

В данной работе изучены две пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  на подложках  $\text{SrTiO}_3$  с содержанием кислорода 1)  $x = 0,33$  и 2)  $x = 0,36$ . Для получения необходимого

содержания кислорода  $x$  сверхпроводящие пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  отжигались несколько часов при температуре  $360^\circ\text{C}$  и давлении кислорода, соответствующем диаграмме равновесия  $P_{\text{O}_2}(x, T)$  [10]. Пленки имели ось с ориентированную перпендикулярно поверхности подложки, и толщину 80 нм. Концентрация кислорода в пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  определялась из рентгеновских измерений по величине параметра кристаллической ячейки,  $c$ , с абсолютной и относительной точностью  $\Delta x = 0,05$  и  $0,01$  соответственно. Магнитное поле до 7 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом. Образцы имели специальные серебряные контакты для независимых измерений продольного и холловского сопротивлений. Измерения проводились на постоянном токе. Холловское напряжение измерялось двумя методами: 1) по методу Ван-дер-Пау с циклической перестановкой потенциальных и токовых контактов [11] в заданном магнитном поле  $H = 5$  Тл:  $R_{xy} = 1/2 \cdot (U_{24}/I_{13} - U_{13}/I_{24})$  (здесь 13, 24 обозначают номера токовых и потенциальных контактов); 2) традиционным способом с изменением направления магнитного поля  $R_{xy} = 1/2 \cdot (R(H) - R(-H))$ . Первый метод позволяет непрерывно измерять температурную зависимость  $R_{xy}(T)$  или временную зависимость  $R_{xy}(t)$  в процессе засветки и, как следствие, дает лучшую точность измерений. Однако метод Ван-дер-Пау справедлив только для линейной системы и дает неверные результаты при отклонении свойств электрических контактов от омических. В этой связи в пленке 1 с меньшим содержанием кислорода измерения холловского напряжения проводились при  $T < 200$  К согласно второму методу. В остальных случаях проблемы контактов не возникали и мы использовали первый метод. Правильность результатов измерений по методу Ван-дер-Пау контролировалась как в нулевом поле по условию  $R_{xy}(0) = 0$ , так и выборочными измерениями по классической схеме 2. Полевые зависимости эффекта Холла для обеих пленок были линейными во всем диапазоне исследуемых температур 4,2–300 К. Засветка пленок производилась He–Ne лазером ( $\lambda = 632,8$  нм) с плотностью потока  $0,1$  Вт/см<sup>2</sup>.

На рис.1 показаны равновесные (до облучения) температурные зависимости продольного сопротивления  $R_{xx}(T)$  для обеих пленок (сплошные кривые). Сопротивление пленки 1,  $R_{xx}$ , монотонно возрастает при понижении температуры во всем диапазоне измерений 4,2–300 К. Сопротивление пленки 2 вначале несколько уменьшается с температурой, однако ниже 140 К локализация свободных носителей (дырок) приводит к сильному полупроводниковому росту  $R_{xx}$  в области низких температур. Облучение пленок светом приводит к метастабильному усилению металлических свойств в них [9]. После длительного облучения сопротивление пленок падает в 2–3 раза, а полупроводниковый рост сопротивления при низкой температуре значительно подавляется (рис.1, пунктирные кривые).

Типичные зависимости обеих компонент сопротивлений от времени,  $R_{xx}(t)$ ,  $R_{xy}(t)$ , облучения показаны на рис.2 на примере пленки 1 при температуре засветки 250 К. Видно, что даже качественно временная зависимость холловского сопротивления  $R_{xy}(t)$  значительно отличается от зависимости  $R_{xx}(t)$  [10]. Продольное сопротивление  $R_{xx}$  начинает резко уменьшаться непосредственно после включения света при любой заданной температуре. При этом во всех случаях скорость уменьшения сопротивления  $dR_{xx}/dt$  (эффективность засветки) монотонно замедляется со временем засветки [9]. Холловская компонента сопротивления  $R_{xy}$ , наоборот, на начальном этапе засветки изменяется незначительно или даже несколько подрастает, и только при больших дозах

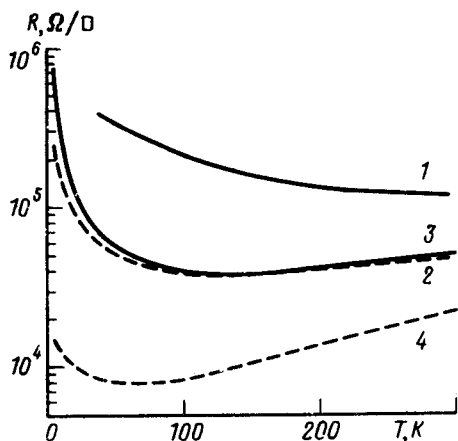


Рис.1

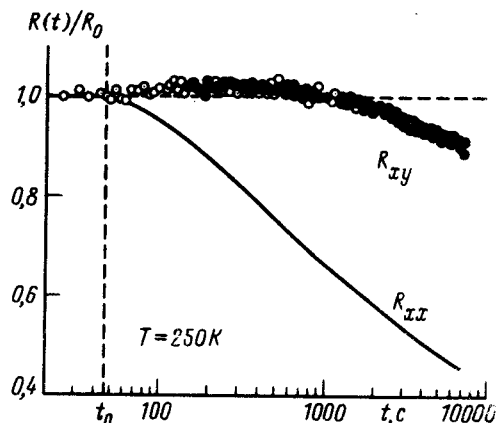


Рис.2

Рис.1. Температурные зависимости сопротивлений  $R_{xx}(T)$  пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  для  $x = 0,33$  (кривые 1, 2) и  $x = 0,36$  (кривые 3, 4) до (сплошные кривые) и после (пунктирные кривые) продолжительной засветки. Значения сопротивлений приведены в расчете на одну проводящую  $\text{CuO}_2$ -плоскость

Рис.2. Зависимости продольной  $R_{xx}(t)$  (сплошная кривая) и холловской  $R_{xy}(t)$  (точки) компонент сопротивлений пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,33}$  от времени облучения при  $T = 250 \text{ K}$  и  $H = 5 \text{ Тл}$  ( $\lambda = 632,8 \text{ нм}$ , световой поток  $0,1 \text{ Вт/см}^2$ );  $t_0$  – время начала облучения

засветки начинает монотонно уменьшаться. Скорость изменения холловского сопротивления  $dR_{xy}/dt$  может даже возрастать при больших временах засветки. Аналогичное поведение наблюдалось также для пленки 2 с тем отличием, что увеличение холловского сопротивления в процессе засветки обнаруживается только при температурах засветки 140–240 К.

Температурные зависимости холловского сопротивления  $R_{xy}(T)$ , измеренные до и после продолжительной засветки, показаны на рис.3. Измеренные зависимости имеют ярко выраженный аномальный характер. Действительно, до облучения холловское сопротивление пленки 1, пройдя через широкий максимум в районе  $T_{max} \approx 265 \text{ K}$ , уменьшается с понижением температуры в два раза при  $T = 80 \text{ K}$ . После продолжительного облучения пленки 1 ( $x = 0,33$ ) кривая  $R_{xy}(T)$  становится более плавной с широким максимумом в районе  $T_{max} \approx 220 \text{ K}$ . Интересно отметить, что существенное увеличение проводимости в пленке 1 (см. рис.1) вследствие фотогенерации дополнительных подвижных дырок при  $T < 150 \text{ K}$  приводит не к уменьшению значения холловского сопротивления  $R_{xy}$ , а наоборот, к его увеличению (рис.3,а).

Результаты измерения температурных зависимостей холловского сопротивления  $R_{xy}(T)$ , проведенные на пленке 2 с большим содержанием кислорода  $x = 0,36$ , показаны на рис.3,б. До облучения на кривой  $R_{xy}(T)$  также обнаружен широкий максимум при  $T_{max} \approx 230 \text{ K}$ . При  $T < 100 \text{ K}$  холловское сопротивление пленки 2 начинает сильно возрастать, что обусловлено локализацией свободных носителей при низких температурах (сравните с поведением  $R_{xx}(T)$  на рис.1). После длительного облучения пленки 2 среднее значение холловского сопротивления уменьшилось примерно в 1,5 раза. Более детальный анализ экспериментальных данных показывает, что максимум на кривой

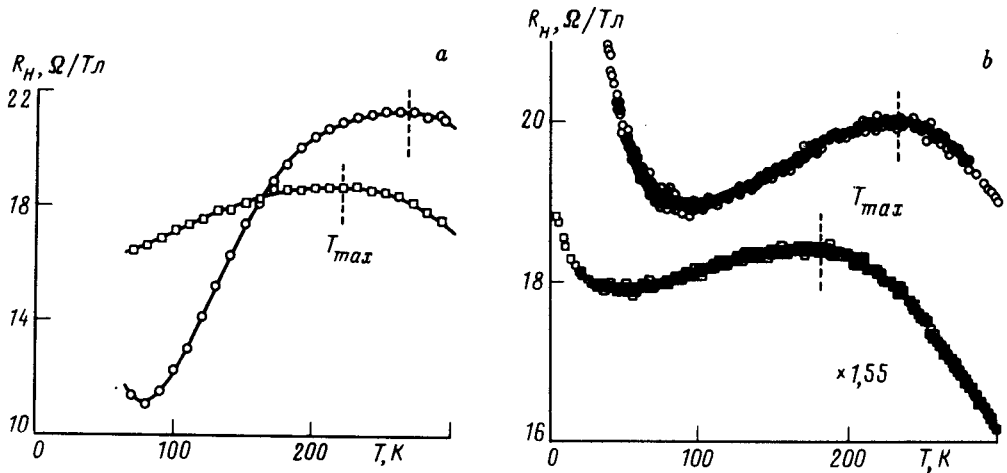


рис.3. Температурные зависимости холловского сопротивления  $R_{xy}(T)$  пленок  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$  до (○) и после (□) длительного светового облучения в магнитном поле  $H = 5$  Тл: а) пленка 1,  $x = 0,33$ ; б) пленка 2,  $x = 0,36$  (данные  $R_{xy}$  для пленки 2, полученные после засветки, умножены на нормировочный коэффициент 1,55). Значения сопротивлений приведены в расчете на одну проводящую  $CuO_2$ -плоскость

$R_{xy}(T)$  после облучения пленки 2 сдвинулся в область более низких температур  $T_{max} \approx 180$  К (рис.3,б). Низкотемпературная локализация дырок после засветки подавляется. Необходимо отметить, что температурная зависимость продольного сопротивления  $R_{xx}(T)$  не обнаруживает никакой особенности вблизи  $T_{max}$  для обеих пленок.

Таким образом проведенные исследования позволяют сделать следующий вывод. Эффект Холла в пленках  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$  характеризуется аномальной температурной зависимостью не только в металлической [1-3], но и в полупроводниковой фазе. На кривых  $R_{xy}(T)$  обнаруживается широкий максимум, который сдвигается в область более низких температур при увеличении концентрации свободных носителей в образце как за счет увеличения содержания кислорода  $x$ , так и при фотогенерации дополнительных свободных дырок в процессе облучения.

Хорошо известно [12], что соединение  $YBa_2Cu_3O_6$  является антиферромагнетиком с  $T_N = 415$  К. Увеличение концентрации дырок в  $CuO_2$ -плоскостях приводит к быстрому подавлению дальнего магнитного порядка и уменьшению  $T_N$  вплоть до нуля при  $x = 0,4$ . Мы предполагаем, что обнаруженные выше максимумы на температурной зависимости холловского сопротивления в исследуемых пленках обусловлены возникновением антиферромагнитного порядка. Действительно, согласно фазовой диаграмме  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$  температуры Нейля [12], для концентраций кислорода  $x = 0,33$  и  $x = 0,36$  равны соответственно  $T_N = 295$  К и 240 К. Именно при этих температурах обнаружены широкие максимумы на зависимостях  $R_{xy}(T)$  (см. рис.3), то есть с нашей точностью  $T_{max} \approx T_N$ . Смещение положений максимумов на  $R_{xy}(T)$  после облучения образцов также согласуется с концепцией разрушения дальнего порядка (и

понижении  $T_N$ ) свободными носителями, возбужденными светом.

Наличие на температурных зависимостях  $R_{xy}(T)$  максимумов вблизи  $T_N$  объясняет "странное" немонотонное поведение холловской компоненты сопротивления  $R_{xy}$  в процессе засветки при  $T < T_N$  (рис.2). По мере роста концентрации фотовозбужденных подвижных дырок в пленках на величину  $R_{xy}$  оказывают влияние два различных фактора. С одной стороны, рост числа носителей  $n$  должен понижать среднее значение  $R_{xy} \propto n^{-1}$ . С другой стороны, он приводит к понижению  $T_N$  и соответственному сдвигу максимума на  $R_{xy}(T)$  в область более низких температур. В результате при малых дозах засветки доминирует второй фактор и, несмотря на рост числа подвижных дырок  $n$ ,  $R_{xy}$  несколько возрастает. При  $T > T_N$  в процессе засветки  $R_{xy}$  всегда уменьшается по величине [10].

С общей точки зрения возможными причинами возникновения максимума холловского сопротивления вблизи температуры антиферромагнитного перехода являются: 1) "магнитная" локализация свободных носителей около  $T = T_N$ ; 2) рассеяние дырок на магнитных флуктуациях и примесях.

Первая возможность представляется маловероятной, во-первых потому, что уменьшение концентрации свободных носителей должно достигать 50% (рис.3,а), во-вторых, вообще трудно ожидать сильной дополнительной локализации зарядов при столь высоких температурах  $T > 150 - 200$  К.

Вторая возможность представляется более реальной. Известно, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к асимметричному (в отношении направления влево-вправо) рассеянию электронов на примесях со временем  $\tau_{sk}$  и тем самым дает вклад в эффект Холла (*skew scattering mechanism* [1,4,13]):  $R_{xy} \propto n^{-1} \tau_{sk}^{-1}(T)$ . Ранее [13] температурные зависимости эффекта Холла в системах с "тяжелыми" фермионами объяснялись в рамках данного механизма. В работе [4] предполагалось, что аномальная температурная зависимость  $R_{xy}(T)$  в  $YBa_2Cu_3O_7$  могла быть также вызвана асимметричным магнитным рассеянием. В случае нескоррелированных магнитных примесей дополнительный вклад в  $R_{xy}$  от асимметричного рассеяния оказывается пропорционален восприимчивости магнитных моментов примесей:  $R_{xy} \propto \chi R_{xx}$ . В  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$  магнитные примесные моменты безусловно сильно взаимодействуют между собой через антиферромагнитную  $CuO_2$ -подсистему. Поэтому реально данная простая зависимость не выполняется [1]. Тем не менее, качественно можно утверждать, что частота асимметричного рассеяния на магнитных примесях,  $\tau_{sk}^{-1}$ , должна увеличиваться вблизи  $T_N$ , и это может привести к возникновению максимума на зависимостях  $R_{xy}(T)$  в полупроводниковой фазе  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ . Вклад асимметричного рассеяния в продольное сопротивление  $R_{xx}$  не является доминирующим (по сравнению с обычным симметричным рассеянием на магнитных флуктуациях, фонах и примесях) и не вызывает заметной аномалии на зависимостях  $R_{xx}(T)$ .

Автор выражает глубокую благодарность А.С. Боровику-Романову и Н.М. Крейнес за интерес к данной работе и стимулирующие обсуждения. Автор также благодарен С.А. Павлову и А.Ю. Климову за изготовление пленок. Данная работа была поддержана грантом фонда Сороса, присужденным Американским Физическим Обществом.

---

1. N.P.Ong, in *Physical Properties of the High Temperature Superconductors*, ed. by D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore 2, 459 (1990).

2. Y.Iye, in *Physical Properties of the High Temperature Superconductors*, ed. by D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore 3 (1992).
3. E.C.Jones, D.K.Christen, J.R.Thompson et.al., *Phys. Rev. B* 47, 8986 (1993).
4. T.Fiory and G.S.Grader, *Phys. Rev. B* 38, 9198 (1988).
5. P.W.Anderson, *Phys. Rev. Lett.* 67, 2092 (1991).
6. A.Carrington, A.P.Mackenzie, C.T.Lin et. al., *Phys. Rev. Lett.* 69, 2855 (1992).
7. А.И.Кириллюк, Н.М.Крейнес, В.И.Кудинов, *Письма в ЖЭТФ* 52, 696 (1990).
8. V.I.Kudinov, A.I.Kirilyuk, N.M.Kreines et. al., *Phys. Lett. A* 151, 358 (1990); *Phys. Lett. A* 157, 290 (1991).
9. V.I.Kudinov, I.L.Chaplygin, A.I.Kirilyuk et. al., *Phys. Rev. B* 47, 9017 (1993).
10. G.Nieva, E.Osquiquil, J.Guimpel et. al., *Phys. Rev. B* 46, 14249 (1992).
11. L.J.Van der Pauw, *Philips Res. Repts.* 13, 1 (1958).
12. J.Rossat-Mignod, L.P.Regnault, J.M.Jurguens et. al., in *Dynamics of Magnetic Fluctuations in High-temperature Superconductors*, ed. by G.Reiter, P.Horsch, G.C.Psaltakis, Plenum Press, New York, (1991), p.35.
13. P.Coleman, P.W.Anderson, and T.V.Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* 55, 414 (1985).