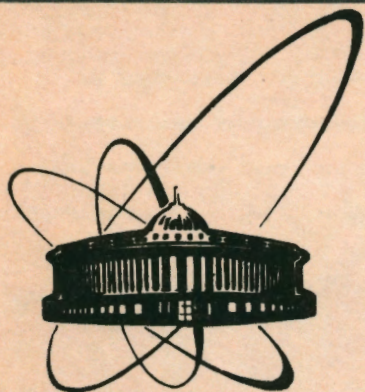


91-158



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-91-158

И.М.Матора, А.А.Богдзель, В.В.Журавлев,
В.Б.Заббаров, В.Н.Замрий, Е.И.Литвиненко,
В.И.Луциков, Н.З.Тхай

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ
И РАБОТА ВЫХОДА ФОТОЭЛЕКТРОНОВ
ИЗ ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

1991

На созданной в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ установке для времяпролетной фотоэлектронной спектроскопии (ВПФЭС) ^{1/1} выполнены первые измерения спектров фотоэлектронов (ФЭ), эмитированных поликристаллическим СП $YBa_2Cu_3O_7$ из ближайших к уровню Ферми E_F состояний.

Измеренная на трех образцах работа выхода электрона φ равна $\varphi = (5,5 \pm 0,2)$ эВ. Приведены спектры фотоэлектронов.

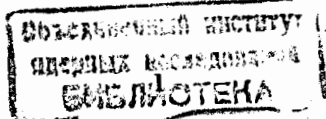
Введение

Метод фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) - один из наиболее эффективных в исследованиях структуры электронных уровней в твердых телах. С его помощью, в частности *Manzke R.* и др. ^{12/}, уже обнаружили отличие в спектрах ФЭ из монокристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ ($T_c = 83$ К) при $T < T_c$ и $T > T_c$; *Arko A.J.* и др. ^{13/} и *Sakizaka Y.* и др. ^{14/} измерили у уровня Ферми узкий пик на монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{6,9}$ ^{13/} и $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ ^{14/}, интерпретируемый как ферми-край одночастичных состояний ферми-жидкости. А в работах ^{15-9/} вблизи же уровня Ферми монокристаллов *Ni, Cu, Ag, Au* найдены ярко выраженные узкие резонансы, которые принято считать соответствующими предсказанным в 1939 г. *Shockley W.* ^{10/} т.н. ридберговым дискретным поверхностным состояниям кулоновски взаимодействующего электрона с его изображением в металле.

Достигнутое в ФЭС разрешение по кинетической энергии ϵ к настоящему времени составляет $\delta\epsilon \sim (0,01-0,06)$ эВ.

Экспериментальная установка

Пролетная база R установки для ВПФЭС (рис. 1), в которой измеряются времена τ ее пролета фотоэлектронами, невелика. $R = 10$ см. Сферический коллектор ФЭ имеет телесный угол 1,25 стерадиан. Для сохра-



нения постоянства скорости и прямолинейности траектории каждого электрона, практически все пролетное пространство между облучаемым падающими нормально короткими (1 нс) лазерными импульсами образцом, прижатым через тонкий изолятор к верхней стенке бачка для жидкого азота, и коллектором экранировано от геомагнитного поля компенсирующим его соленоидом, а от электрического поля - заземленным металлическим экраном. Последнее необходимо также для того, чтобы любой ФЭ вносил вклад в снимаемый с коллектора импульс только в момент завершения своего пути. Вакуумная камера разделена на три экранированных друг от друга отсека: отсек коллектора, отсек пролетного пространства и отсек образца. Обеспечена подача на образец потенциала смещения V_c , регулируемого от +6 до -24 В.

Азотный лазер с $h\nu = 3,678$ эВ, импульсной мощностью до 50 кВт и частотой следования импульсов до 50 Гц, изготовлен в Физическом институте г. Ханоя. Ввиду того, что работа выхода электрона φ из $YBa_2Cu_3O_7$ превосходит $h\nu$, лазерный луч концентрируется на образце в пятно малой площади 2-4 мм², что, как известно ^{/11/}, дает заметную двухквантовую фотоэмиссию. "Точечность" пятна нужна вместе с тем и для хорошего разрешения. Выход ФЭ в этих условиях составил 10^{-7} - 10^{-6} ФЭ/квант.

Трудной проблемой оказалась разработка электронной схемы "коллектор-предусилитель-блок усилителей" с временным разрешением $\delta t \sim 5$ -10 нс. Созданный сверхбыстрый цифровой регистратор формы сигналов связан через контроллер КАМАК с персональным компьютером "Правец-16". Период регистрации (выборки) 64 значений сигнала 20 (10) нс ^{/12/}. Задержка запусков регистратора, задаваемая программно, кратна минимальному шагу 0,5 нс.

Давление в камере 10^{-7} - 10^{-10} Торр поддерживается сорбционным насосом с нераспыляемым геттером Ю.М.Пустовойта и В.Л.Столярова ^{/13/} и стандартным электроразрядным насосом НОРД-100.

Распил облучаемой поверхности образца выполнялся непосредственно перед сборкой и уплотнением камеры, в вакууме образец неоднократно

отжигался при 400-500 °С. Чистоту образца косвенно подтверждает тот факт, что и спектры ФЭ в контрольном эксперименте с монокристаллической медью при нормальном падении квантов в направлении (111), и измененная нами работа выхода $\varphi_{Cu} = (4,4 \pm 0,15)$ эВ удовлетворительно совпадают с известными для нее данными ^{/14/}. В частности, максимум под уровнем Ферми в окрестности 0,4 эВ ^{/6/} проявился и в наших спектрах.

Измерения

Максимальная кинетическая энергия ϵ_m покинувших образец ФЭ в этих условиях есть

$$\epsilon_m = kh\nu - eV_c - \varphi = 284 \left(\frac{R}{\tau_m} \right)^2 \quad (1)$$

(ϵ_m , $h\nu$, eV_c , φ - в эВ; R - в см; τ_m - время пролета обладающего ϵ_m ФЭ в нс; k - число квантов, вызывающих фотоэмиссию одного электрона). Выражение (1) характеризует ФЭ, выбитые с уровня Ферми. Для всех других ФЭ с кинетической энергией ϵ φ в (1) следует заметить модулем собственного значения (с.з.) полной энергии E соответствующего уровня. Разумеется, всегда $|E| \geq \varphi \approx |E_F|$ ($E_F < 0$ - с.з. полной энергии уровня Ферми).

Определение работы выхода φ возможно как по измеренным значениям τ_m , так и по зависимости амплитуды импульса ФЭ, падающих на коллектор или (предпочтительно) - уходящих с образца, от V_c .

И контрольные эксперименты с монокристаллом меди с хорошо известной $\varphi_{Cu} = 4,4$ эВ ^{/13/}, и все измерения на $YBa_2Cu_3O_7$ показали, что для обоих этих типов образцов $k = 2$.

Программа накопления и обработки данных состояла в усреднении амплитуд импульса при каждом значении τ в интервале 72-302 нс с шагом 0,5 нс. Кроме того, для каждого τ после усреднения по 60-400 импульсам выполнялось сглаживание по 5 соседним усредненным амплитудам в интервале ($\tau \pm 1$) нс. Для исключения влияния фоновых шумов в програм-

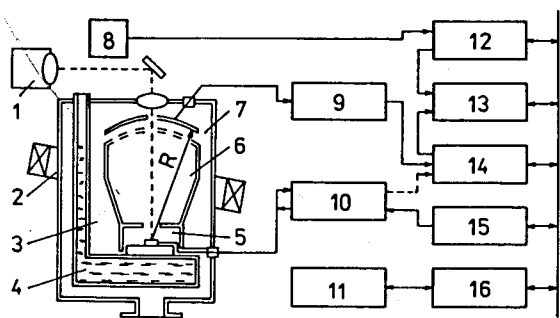


Рис. 1. 1 - лазер, 2 - соленоид, 3 - вакуумная камера, 4 - бачок для жидкого азота, 5 - отсек образца, 6 - отсек пролетного пространства, 7 - отсек коллектора, 8 - датчик импульса запуска, 9 - предусилитель сигнала коллектора, 10 - предусилитель сигнала образца, 11 - персональный компьютер, 12 - программируемая задержка, 13 - цифровой регистратор, 14 - блок усилителей, 15 - источник питания, 16 - коллектор крейта КАМАК.

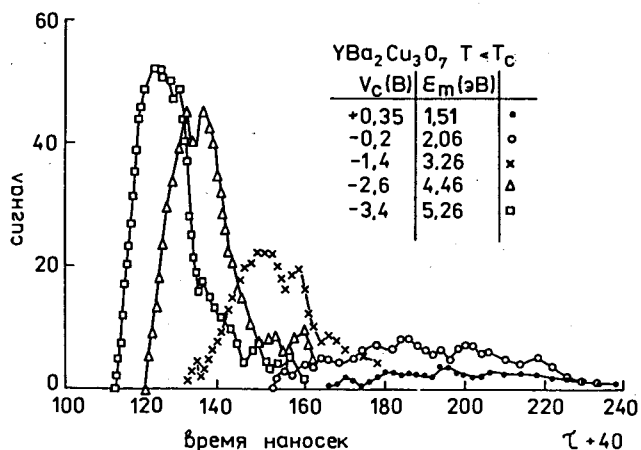


Рис. 2

му включалось вычитание из усредненного сигнала ФЭ усредненного по той же программе и тому же числу импульсов сигнала при поданном на образец запирающем потенциале $V_c = +6$ В, разумеется, при действующих в неизменном режиме лазере и всех других системах установки. Иногда вместо подачи +6 В на образец перекрывался лазерный луч на входе в камеру.

Разрешение по энергии

$$\delta E = 2e \frac{\delta \tau}{\tau} = 5,68 \cdot 10^4 \frac{\delta \tau}{\tau^2} \text{ эВ} \quad (\tau - \text{в нс}) \quad (2)$$

при упомянутом выше $\delta \tau \approx 5-10$ нс было невысоким. При $\tau \sim 100$ нс $\delta E \sim (0,3-0,6)$ эВ, а при $\tau \sim 250$ нс могло достигать 0,02-0,04 эВ.

Однако, как это видно из рис. 2, где даны пять временных спектров ФЭ, эмитированных поликристаллическим $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при $T < T_c$ для $V_c = -3,4; -2,6; -1,4; -0,2$ и $+0,35$ В, усредненные амплитуды сигнала при возрастании τ резко снижаются. Для $\tau \sim 180$ нс они лишь в 2-3 раза превосходят усредненные амплитуды "шумов", которые составляли здесь 1-2 единицы вдоль оси ординат. Это ухудшение достоверности данных при росте τ ограничивает реальное разрешение описываемого первого варианта установки для ВПФЭС величиной $\delta E \sim 0,05$ эВ.

Результаты

Все измеренные τ_m в представленных на рис. 2 и других временных спектрах всех трех образцов поликристаллического СП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($T_c = 92$ К) как при $T \sim 300$ К, так и $T < T_c$ с хорошей точностью удовлетворяют соотношению (1) при $k = 2$ и одном и том же значении работы выхода $\varphi = (5,5 \pm 0,2)$ эВ. Эта же величина φ была получена как результат измерений зависимости амплитуды сигнала выхода ФЭ от потенциала смещения V_c .

Интерпретация измеренных зависимостей плотности выхода ФЭ от энергии (т.н. energy density curves - EDC) в нашей установке

должна учитывать добавочный по сравнению с одноэлектронными ФЭС и ВПФЭС переход ФЭ на ∞ с промежуточного до взаимодействия лазера незаполненного уровня зоны проводимости. Узкая область отрицательных полных энергий под уровнем $E_{vac} = 0$ шириной $E_{vac} - E_1 \leq 0,86$ эВ ($E_1 < 0$ - с.з. оператора полной энергии основного одноэлектронного поверхностного состояния с $n = 1$), в которой заключены дискретные уровни всех поверхностных состояний ^{/5/}, в наших условиях и в $YBa_2Cu_3O_7$, и в Cu из процесса фотоэмиссии исключена. Наивысший из возможных в $YBa_2Cu_3O_7$ промежуточный уровень $-1,82$ эВ = $h\nu - \varphi$ расположен намного ниже E_1 . Это упрощает интерпретацию.

В измеренных EDC $YBa_2Cu_3O_7$ различия в ходе кривых при $T < T_c$ и $T > T_c$ не зафиксированы. Уместно отметить, что не зависел от температуры образца в пределах от 80 К до 300 К и интегральный выход ФЭ в каждом импульсе.

Характерным для всех EDC $YBa_2Cu_3O_7$ является более или менее монотонное возрастание плотности выхода ФЭ (а следовательно, и плотности одноэлектронных состояний в исследованных образцах) от уровня Ферми до глубины под ним ~ 2 эВ.

Вместе с тем на большинстве EDC, снятых как при комнатной температуре, так и при $T < T_c$, наблюдается заметный максимум у уровня Ферми с полушириной $\sim 0,1$ эВ. Он виден и на EDC для $V_c = +0,35$; $-0,2$ и $-1,4$ В на рис. 3. Однако с учетом того, что соответствующие τ для этого максимума лежат в интервале 90-130 нс (см. рис. 2), разрешение δE установки лишь для $V_c = +0,35$ В было соизмеримым с шириной максимума. Поэтому достоверным этот результат считать нельзя.

Все пять изображенных на рис. 3 спектров сняты при одном и том же усилении электронной схемы; это же имеет место для спектров на рис. 2. Так что все амплитуды сигналов рис. 3 пропорциональны величине плотности выхода ФЭ на единицу энергии.

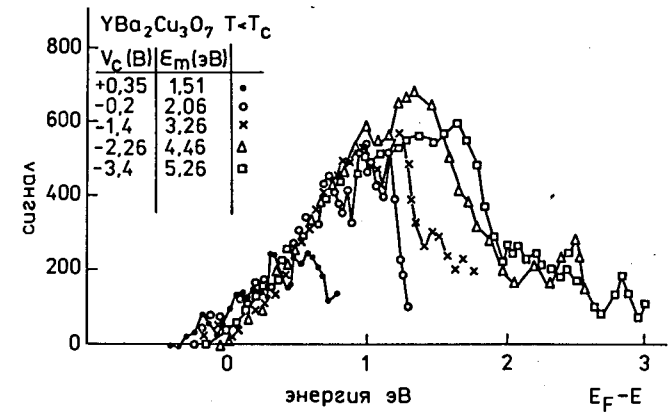


Рис. 3

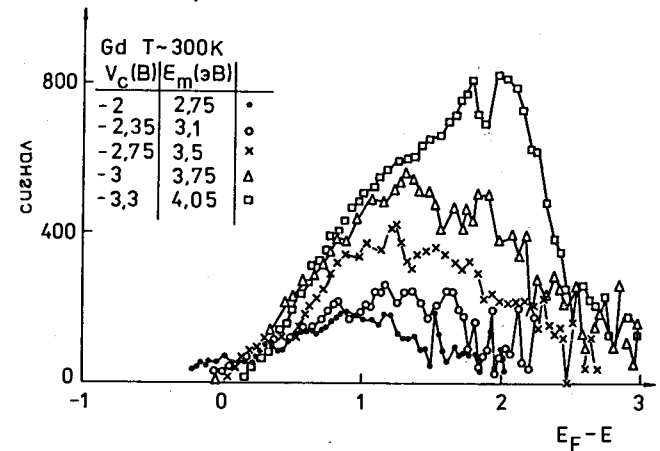


Рис. 4

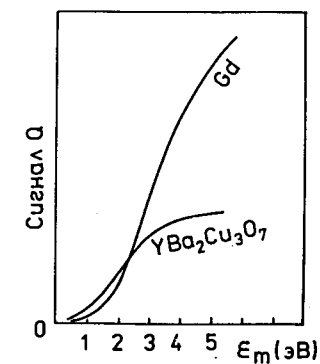


Рис. 5

Обращает на себя внимание следующая особенность наших EDC (см. рис. 3): при каждом значении V_c существует конечной величины интервал $E_f - E_{max}$ между уровнем Ферми и расположенным под ним уровнем E_{max} , в котором плотность выхода ФЭ насыщена, т.е. - эта плотность при увеличении ускоряющего потенциала $-V_c$ в этом интервале остается постоянной, а сам интервал с ростом $-V_c$ расширяется. Вне же этого интервала плотность выхода с ростом $-V_c$ возрастает.

Анализ EDC, снятых для монокристаллической меди, где фотоэмиссия также двухквантовая, показал, что указанная особенность присуща и меди. Это стимулировало измерения EDC для такого металла, в котором $\varphi < h\nu$. Выбран был гадолиний (Gd) с хорошо известной величиной $\varphi_{Gd} = 3,1$ эВ [14]. Измеренная нами работа выхода $\varphi_{Gd} = (2,93 \pm 0,2)$ эВ в пределах ошибок эксперимента совпала с вышеупомянутым ее значением, а типичные EDC даны на рис. 4 для $V_c = -3,3; -3; -2,75; -2,35; -2$ В, также снятые при постоянном усилении. Следует подчеркнуть, что несмотря на ту же самую плотность энергии $h\nu$ на образце, что и в других экспериментах на этой установке, эмиссия каждого электрона из Gd вызывалась только одним квантом, а вклад двухквантовой фотоэмиссии в наших измерениях на нем не обнаружен. Характерный для EDC $YBa_2Cu_3O_7$ и Cu интервал энергий под E_f с насыщенной по зависимости от V_c (и однозначно зависящей от V_c E_m) плотностью выхода ФЭ у Gd (рис. 4) практически полностью отсутствует. С увеличением E_m (за счет роста $-V_c$) происходит увеличение выхода ФЭ из него во всей области кинетической энергии E эмитируемых ФЭ. Следствием этого является существенно больший темп роста заряда Q , эмитированного в течение одного импульса, в зависимости от E_m из Gd по сравнению с $YBa_2Cu_3O_7$ (кривые рис. 5) и Cu.

Таким образом, наиболее вероятной причиной возникновения вышеупомянутых интервалов насыщения плотности выхода ФЭ из $YBa_2Cu_3O_7$ и Cu является двухквантовость фотоэмиссии.

Заключение

Опыт исследований на первой маломасштабной установке для ВПФЭС подтверждает высокие потенциальные возможности метода. Очевидные меры по совершенствованию установки таковы: замена лазера эксимерным с $h\nu \geq 8$ эВ и более высокой мощностью при более коротком импульсе; переход к регистрации импульса тока более современными, чем коллектор, детекторами, а также увеличение пролетной базы.

Полезно будет также наряду с потенциалом смещения на образце подавать регулируемый потенциал на экран пролетного отсека для замедления ФЭ на входе в пролетное пространство.

Реализация этих мер позволит, по нашему мнению, улучшить разрешение установки до $\delta E < 10^{-3}$ эВ.

Авторы благодарны за помощь и ценные советы сотрудникам ИАЭ им. И.В.Курчатова Ю.М.Пустовойту и В.Л.Столярову и коллегам из ОИЯИ В.Брандовой, В.И.Дацкову, Н.А.Лебедеву, А.М.Маркову, И.Натканцу и Ю.М.Останевичу.

Работа выполнена в рамках проекта № 421 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

Литература

1. Журавлев В.В. и др. ОИЯИ, P13-88-296, Дубна, 1988.
2. Lanzke R. et al. Europhys. Lett., 1989, v. 9, N 5, 477.
3. Arko A.J. et al. Phys. Rev., 1988, 40B, N 4, 2268.
4. Sakisaka Y. et al. Phys. Rev., 1990, 42B, N 7-A, 4189.
5. Straub D., Himpfel F.J. Phys. Rev., 1986, 33B, N 4, 2256.
6. Kevan S.D., Gaylord R.H., Phys. Rev. Lett., 1986, 57, N 23, 2475.
7. Kevan S.D., Gaylord R.H. Phys. Rev., 1987, 36B, N 11, 5809.
8. Shoenlein R.W. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 2596.
9. Nielsen H.B. et al. Z.Phys. B. Cond. Matt., 1989, 77, 91.
10. Shockley W. Phys. Rev., 1939, v. 56, 317.
11. Venus D., Lee H.J.G. Phys. Rev., 1986, 34B, N 7, 4449.
12. Замрий В.Н. ОИЯИ, P13-90-577, Дубна, 1990.
13. Пустовойт Ю.М., Столяров В.Л. Поглощение водорода нераспыляемыми геттерами и опытные откачные конструкции на их основе. Предприятие п/я Р-6102. - М.: 1986, с. 17. Депопировано в ЦНИИ "Электроника" № Ц-4363.
14. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов, Киев, "Наукова думка", 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1991 года.

Матора И.М. и др.

P13-91-158

Энергетические спектры и работа выхода фотоэлектронов из ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Приведены результаты первых экспериментов на созданной в ОИЯИ установке для времяпролетной фотоэлектронной спектроскопии (ВПФЭС). Достигнутое разрешение по энергии — $0,2 \pm 0,05$ эВ. Измерена работа выхода ϕ электрона из трех поликристаллических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: $\phi = (5,5 \pm 0,2)$ эВ. Представлены временные и энергетические спектры фотоэлектронов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Matora I.M. et al.

P13-91-158

Energy Spectra and Photoelectrons Work Function from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Superconductor

The results are presented of the experiments on the JINR newly built instrument for the photoelectron spectroscopy by the time-of-flight method (TOFPES). The energy resolution achieved was $(0.2-0.05)$ eV. The electron work function ϕ from three samples of polycrystalline high- T_c superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ have been measured to be $\phi = (5.5 \pm 0.2)$ eV. Spectra of photoelectrons in dependence on time and energy are given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991