

потока в кристалл не столько пиннинг, сколько его размагничивающий фактор.

В сверхпроводящих пленках последнее явление не наблюдается. В них картина захвата потока классическая [5] – поток при увеличении поля постепенно входит с края пленки, при выключении же поля лишь малая часть потока выходит из образца.

Таким образом, предлагаемый метод позволяет исследовать особенности проникновения магнитного потока в ВТСП в динамике в любом диапазоне температур вплоть до точки Кюри магнитной пленки (более 500 К), выявлять дефектные участки и неоднородность образцов, определять их сверхпроводящие параметры  $H_c$ ,  $T_c$  и т.д. За счет подбора параметров используемых пленок можно улучшить пространственное разрешение метода (пленки с субмикронными доменами) и увеличить интервал его чувствительности к магнитному полю.

В заключение авторы выражают признательность В.В. Рязанову и Л.Я. Винникову за полезное обсуждение и Г.А. Емельченко за предоставленные монокристаллы.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Карцовник М.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 595.
- [2] М о о d e r a J.S. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. P. 619.
- [3] Х ю б е н е р Р.П. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. М.: Машиностроение, 1984.
- [4] В и н н и к о в Л.Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 109.
- [5] P o t r a t z et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 60. P.417.
- [6] Ч е р в о н е н к и с А.Я., К у б р а к о в Н.Ф. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 696.

Институт физики  
твердого тела АН СССР,  
Черноголовка

Поступило в Редакцию  
29 мая 1989 г.  
В окончательной редакции  
19 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22                      26 ноября 1989 г.  
05.4; 11

### ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ $\gamma$ -Ba-Cu-O-КЕРАМИК

Б.А. Соркин, Х.К. Яэмбре

Известно, что появление сверхпроводимости и ее критическая температура  $T_c$  в  $\gamma$ -Ba-Cu-O-керамиках существенно зависят от их состава и условий синтеза, приводящих к изменениям их

структуры (см., например, [1, 2]). Выяснение корреляций различных свойств керамик с этими изменениями может содействовать пониманию механизмов физических процессов в этих сложных объектах. В настоящей работе изучены спектры квантового выхода  $Y(h\nu)$  фотоэлектронной эмиссии в припороговой спектральной области  $h\nu = 2.4 \dots 5.4$  эВ для образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с различными характеристиками проводимости и сверхпроводимости.

Использованные образцы керамик синтезированы в нашем институте из  $Y_2O_3$  марки „ОООО“,  $BaCO_3$  („осч 9-2“) и  $CuO$  („чда“) общепринятым методом твердофазного спекания в условиях, приводящих к образованию керамик с различным  $\delta$  (подробнее см. [1]). Исследованы следующие три группы образцов.

1) Металлодиэлектрики, переходящие при охлаждении жидким  $N_2$  в сверхпроводящее состояние ( $T_C \approx 90$  К) (условно – „сверхпроводящие“; согласно [3-6], такие  $T_C$  соответствуют  $\delta \approx 0-0.2$ ).

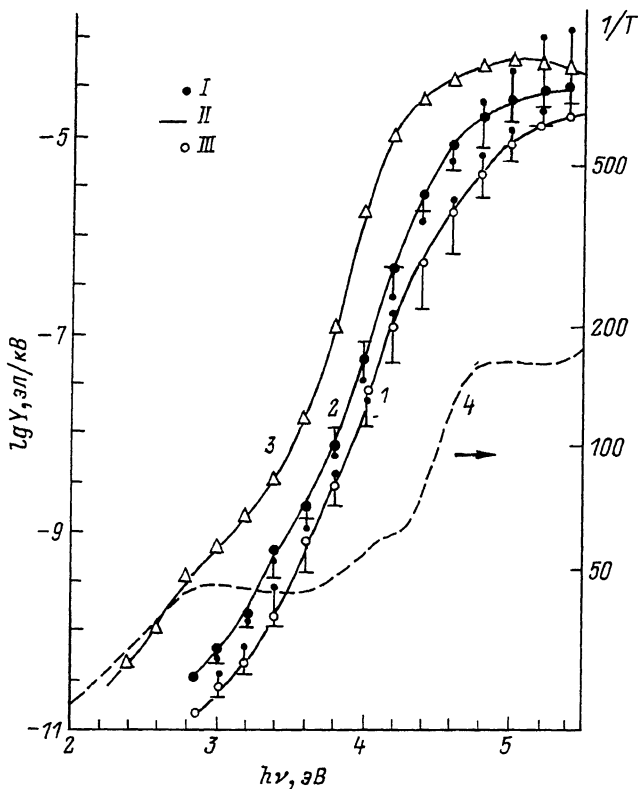
2) Образцы, не проявляющие сверхпроводимости при азотном охлаждении и обладающие полупроводниковыми свойствами („несверхпроводящие“, с  $\delta \geq 0.3$  [3-6]).

3) Диэлектрический  $Y_2BaCuO_5$ .

Образцы (1), (2) черного, а (3) – зеленого цвета. До измерения фотоэмиссии поверхность керамик очищалась механически (скабливанием) и термически ( $\approx 10$  мин *in situ* прогрев при  $250^\circ C$ ; по имеющимся данным, такой кратковременный прогрев не приводит к заметному изменению  $\delta$ ). Термическая очистка 5-10-кратно усилила фототоки, что позволило получить более надежные отсчеты. Очистка не изменила, как показали контрольные измерения на неочищенных образцах, общей картины расположения графиков  $Y(h\nu)$  для образцов из различных групп.

Фотоэмиссия измерена при 295 К в металлической камере для эмиссионных и оптических измерений в безмасляном вакууме порядка  $10^{-4}$  Па (установка подробнее описана в [7, 8]). Опасаясь изменения  $\delta$  образцов при длительных прогревах, необходимых для достижения более глубоких разрежений в измерительной камере, мы не воспользовались сверхвысоковакуумной системой. Воспроизводимость отсчетов при повторных сериях измерений показала, что ни вакуумные условия, ни УФ-облучение не внесли существенных погрешностей в результаты.

Образцы освещались ксеноновой лампой ДКШ-1000 через монокроматор ЗМР-3. Выделяемая монокроматором полоса спектра не превышала по энергетической ширине 0.1 эВ. При  $h\nu < 3.6$  эВ стеклянным светофильтром БС-3 исключалось попадание паразитного рассеянного света на объект. Относительные плотности потока возбуждающих квантов в спектральной области 3.6...5.4 эВ определялись по интенсивности свечения салицилата натрия, а в области 2.4...3.6 эВ – светло-желтого люмогена, используя данные [9] о спектральном распределении квантового выхода их люминесценции. При  $h\nu = 5.4$  эВ с помощью калиброванного термоэлектрического приемника оценены также абсолютные интенсивности возбуждающего света, что позволило от относительных значе-



Спектральная зависимость квантового выхода (в количестве электронов на падающий квант) фотоэлектронной эмиссии керамик  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ : 1 -  $\delta \approx 0,2$ , 2 -  $\delta \approx 0,3$ , 3 -  $Y_2BaCuO_5$ , 4 - спектр ослабления света ( $T$  - процентное пропускание)  $2900 \text{ \AA}$  пленки  $YBa_2Cu_3O_7$  [10].

ний  $Y(h\nu)$  перейти к абсолютным с точностью  $\Delta(\lg Y) \approx \pm 0,5$ . Фотоэмиссионные токи регистрировались вторично-электронным умножителем ВЭУ-6 в режиме счета электронов по стандартной методике.

Результаты измерений  $Y(h\nu)$  для исследованных керамик представлены на рисунке. Как для „сверхпроводящих“ (1), так и для „несверхпроводящих“ (2) керамик приведены данные для 3 образцов (значки I, II, III), взятых из партий с несколько различными условиями синтеза, в которых  $\delta$  может различаться. Тем самым объясняется их относительно большой разброс. Разброс повторных отсчетов для данного образца значительно меньше и ограничивается приблизительно размером их графического изображения. На рисунке воспроизведен также спектр ослабления света в пленке

$YBa_2Cu_3O_7$ , заимствованный из [10]. Авторы [10] сопоставляют спектральные особенности при  $h\nu > 3$  эВ переходам с переносом заряда, т.е. из незаполненной валентной зоны в зону проводимости. Основываясь на их выводах, можно считать, что наблюдаемая при  $h\nu > 3$  эВ фотоэмиссия также вызвана межзонными переходами и связана с основным веществом.

Несмотря на некоторое различие  $Y(h\nu)$  для отдельных объектов из данной группы, видно, что фотоэмиссионные свойства исследованных трех групп  $Y-Ba-Cu-O$ -керамик различаются: фотоэмиссионный выход наименьший для сверхпроводящих и наибольший для диэлектрического образца. Ходы спектральных зависимостей фотоэмиссии для сверхпроводящих и полупроводниковых керамик подобны друг другу (что особенно хорошо видно, нормируя их к  $Y(4,8$  эВ)), а ход  $Y(h\nu)$  диэлектрического образца заметно отличается от двух предыдущих.

Пока не хватает данных для однозначного указания причин различия  $Y(h\nu)$  между группами образцов (1)-(2)-(3). Вообще говоря, отдельные группы керамик могут отличаться как по фотоэлектронной работе выхода, так и по свободным пробегам (механизм рассеяния) электронов в них. Различия фотоэлектронной работы выхода могут быть вызваны как различиями высоты поверхностного потенциального барьера (электронного сродства), так и степенью заполненности валентной зоны в образцах групп (1) и (2).

Следует отметить, что среднее смещение ( $\approx 0,2$  эВ) по оси  $h\nu$  между приблизительно линейными участками зависимостей  $I_g Y(h\nu)$  для сверхпроводящих и несверхпроводящих керамик (см. рисунок) неплохо соответствует величине смещения уровня Ферми к потолку валентной зоны в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при увеличении  $\delta$ , полученной по теоретическим расчетам [11, 12], а также по оценкам, вытекающим из данных оптических экспериментов [1]. Это можно рассматривать как довод в пользу проявления в фотоэмиссии смещения уровня Ферми при переходе от сверхпроводящих керамик к образцам, лишенным сверхпроводимости при  $T_{N_2}$ .

Авторы благодарны И. Мерилоо, Т. Авармаа и А. Маароосу за предоставление синтезированных ими экспериментальных образцов и М. Эланго и Ч.Б. Лушику за плодотворные обсуждения результатов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Лушик Ч.Б.: Куусманн И.Л., Фельдбах Э.Х. и др. В кн.: Труды ИФ АН ЭССР. 1988. № 63. С. 137-176.
- [2] Ito Y., Nasegawa H., Takagi K., Miyasuchi K. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 5. P. L692-693.
- [3] Cava R.J., Batlogg B., Chen C.H. et al. // Nature. 1987. V. 329. N 6138. P. 423-425.

- [4] Kitakawa Y., Hiramatsu S., Ishida K. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. № 3. P. 737-740.
- [5] Cava R.J., Batlogg B., Sunshine S.A. et al. // Physica C. 1988. V. 153-155. Part. I. P. 560-565.
- [6] Jorgensen J.D., Shaked H., Hinks D.G. et al. // Physica C. 1988. V. 153-155. Part I. P. 578-581.
- [7] Bichevin V. // Phys. Stat. Sol. 1971. V. (a)5. P. 519-523.
- [8] Кярнер Т.Н., Соркин Б.А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 9. С. 2696-2699.
- [9] Моргенштерн З.Л., Неустроев В.Б., Эпштейн М.И. // ЖПС. 1965. Т. 3. № 1. С. 49-55.
- [10] Geserich H.P., Scheiber G., Geerk J. et al. // Europh. Lett. 1988. V. 6. N 3. P. 277-282.
- [11] Konsin P., Kristoffel N., Örd T. // Phys. Lett. A. 1989. V. 137. N 7, 8. P. 420-422.
- [12] Hiznyakov V., Sigmund E. // Physica C. 1988. V. 156. N 5. P. 655-666.

Институт физики  
АН Эстонской ССР,  
Тарту

Поступило в Редакцию  
28 апреля 1989 г.  
В окончательной редакции  
19 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22  
05.1

26 ноября 1989 г.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ РОТАЦИОННЫХ МЕХАНИЗМОВ РАЗРУШЕНИЯ ВО ВСТРЕЧНЫХ ВОЛНАХ РАЗГРУЗКИ

С.А. Атрошенко, Т.В. Баличева,  
А.К. Диваксв, Ю.И. Мешеряков

В настоящее время считается общепринятым, что для полного описания процессов квазистатического деформирования и разрушения необходимо корректно учитывать вклады как трансляционных, так и поворотных мод деформации. Основанием для такого подхода явились многочисленные экспериментальные исследования, проведенные как на модельных кристаллических материалах, так и на сложных материалах типа сталей и сплавов [1]. Аналогичные исследования при динамическом нагружении материала, например в условиях одноосной деформации, отсутствуют. В этой связи