

УДК 538.945 : 539.216.2 : 534.222.2
 © 1991

АКУСТОЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Ю. В. Иллосавский, Э. З. Яхкин, Е. К. Гольман, С. Ф. Карманенко

В слоистой структуре $(YZ-LiNbO_3)-(YBa_2Cu_3O_{7-x})$ исследован акустоэлектрический эффект, определяющийся взаимодействием звука и электронной подсистемы. Выше температуры сверхпроводящего перехода эффект имеет характер, обычный для металлической дырочной проводимости. Ниже T_c акустоэдс и акустоток изменяют знак. Исследовано влияние поперечного магнитного поля. Обсуждаются возможные причины наблюдаемых зависимостей.

Акустические методы, весьма эффективные при изучении обычных сверхпроводников [1], не принесли пока существенных достижений в случае ВТСП-материалов. По-видимому, одной из причин неудач является отсутствие достаточно совершенных образцов. Наибольшая часть акустических исследований в этой области выполнена на керамических образцах, свойства которых неустраиваемо зависят от деталей технологии и границ между зернами. Монокристаллы ВТСП-соединений имеют очень малые размеры, затрудняющие прямые акустические измерения, а также, как правило, содержат двойники и другие дефекты структуры. В результате при измерениях поглощения и скорости звука в ВТСП-материалах релаксационные процессы, связанные с решеткой и дефектами, обычно маскируют релаксацию, обусловленную взаимодействием звука с носителями заряда.

Иначе должно обстоять дело при изучении акустоэлектрического эффекта. Этот эффект в ряду других, сопровождающих распространение акустических волн в твердом теле, занимает особое место, поскольку его величина определяется передачей импульса звуковой волны системе носителей заряда. В принципе это дает возможность непосредственно изучать акустоэлектронную релаксацию.

С другой стороны, в последнее время все большее внимание исследователей привлекают как объекты изучения тонкие пленки ВТСП-материалов, поскольку в них значительно легче регулируются состав и однородность получаемых соединений.

Исходя из этого, мы провели исследования акустоэлектрического эффекта в тонких пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ толщиной $d=0.15-0.40$ мкм, нанесенных методом магнетронного распыления на полированную поверхность подложки $YZ-LiNbO_3$. Исследования с помощью растрового электронного микроскопа и рентгеновского микроанализатора показали, что размер зерен — менее 1 мкм, неоднородность образца — лучше 10 %; посторонних примесей не обнаружено (рис. 1).

Исследуемый образец, сформированный из центральной, наиболее однородной, части пленки, схематически изображен на рис. 2. В качестве акустической волны было естественно в этом случае воспользоваться рэлеевской поверхностной акустической волной (ПАВ), позволяющей к тому же обеспечить значительно более высокие интенсивности звука за счет концентрации энергии ПАВ в тонком приповерхностном слое порядка длины волны.

В подложке волна с частотой 87 МГц и интенсивностью около 2—3 кВт/см² возбуждалась с помощью встречно-штыревых преобразователей (ВШП) импульсами СВЧ. Импульс ПАВ мог генерироваться любым

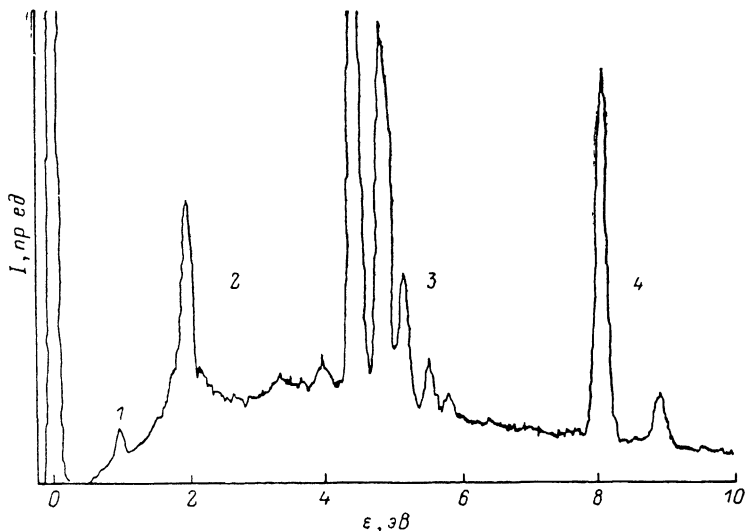


Рис. 1. Спектр рентгеновского излучения при возбуждении электронным пучком $E=15$ кВ. Ток 100 нА.

Детектор регистрирует излучение начиная с элемента № 11 (Na) Периодической системы элементов Д. И. Менделеева. 1 — L-серия Cu, 2 — L-серия Y, 3 — L-серия Ba (5 линий), 4 — K-серия Cu, (α - и β -линии).

из двух ВШП, имеющих на подложке; при этом второй ВШП позволял контролировать амплитуду звука, прошедшего через образец. Длительность импульсов ПАВ изменялась от 1.5 до 7 мкс, частота повторения была 50 Гц.

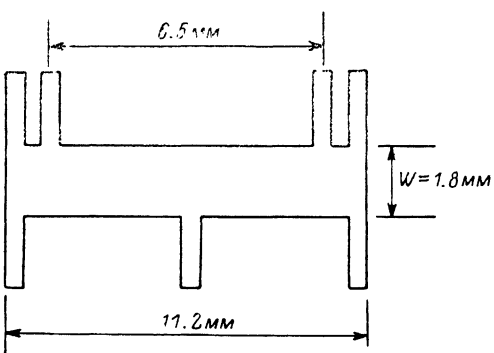


Рис. 2. Схематическое изображение образца.

Толщина пленки $d=0.14$ мкм. ПАВ распространяется вдоль длины образца, апертура ПАВ $a=3$ мм.

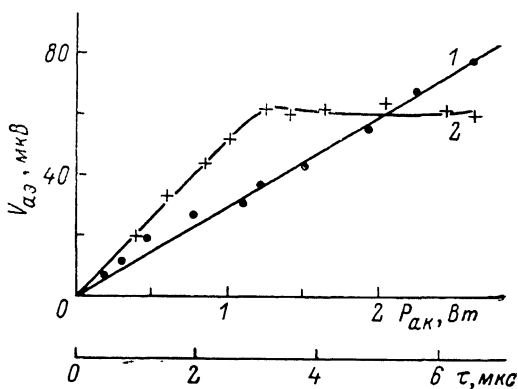


Рис. 3. Зависимость $V_{аз}$ при 300 К от мощности ПАВ $P_{ак}$ (1) и длительности импульса ПАВ τ (2).

Держатель с подложкой и образцом помещался в криостат, заполненный газообразным гелием. Температура могла регулироваться в пределах 4.2—300 К нагревателем, не создающим магнитного поля (с точностью не хуже 0.1 Э). Электрическое сопротивление пленки измерялось четырехзондовым методом.

Измерения при 300 К показали, что при включении ПАВ (в отсутствие транспортного тока $I_{тр}$ через пленку) на разомкнутых контактах образца с задержкой на время, требующееся на прохождение звуком пути до об-

разца, наблюдается импульс напряжения акустоэдс $V_{аэ}$ амплитудой 50—200 мкВ (в зависимости от пленки), а в случае короткозамкнутых контактов — идентичный по форме видеоимпульс акустотока $I_{аэ}$ амплитудой $(3—10) \cdot 10^{-8}$ А соответственно. Знак импульсов $V_{аэ}$ и $I_{аэ}$ свидетельствовал в пользу того, что носителями заряда являются дырки. При изменении направления распространения ПАВ на противоположное полярность импульсов изменялась на обратную. Амплитуда импульсов $V_{аэ}$ и $I_{аэ}$ линейно зависела от мощности ПАВ $P_{ак}$ (рис. 3). Форма импульсов и характер из-

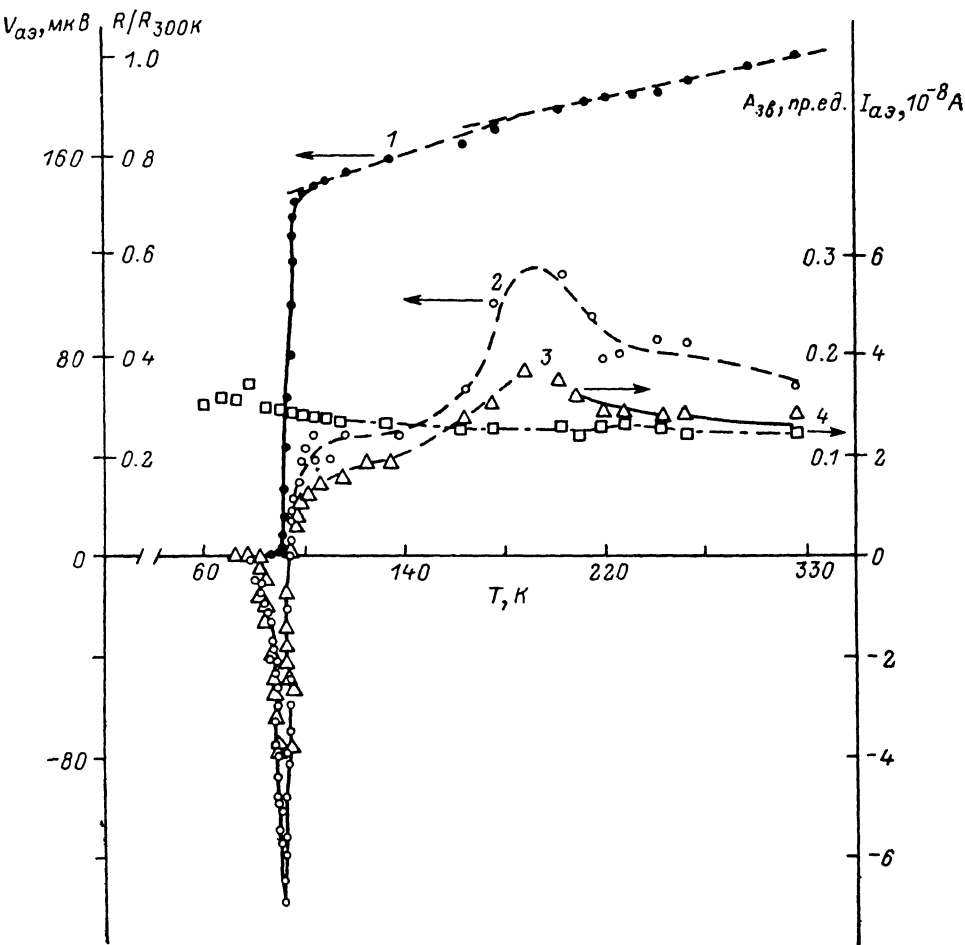


Рис. 4. Температурные зависимости $R/R_{300\text{ К}}$ (1), $V_{аэ}$ (2), $I_{аэ}$ (3), $A_{аэ}$ (4).

Интенсивность ПАВ — 2 кВт/см², Транспортный ток через пленку равен нулю, $\rho_{300\text{ К}} = 5.7 \times 10^{-4}$ Ом·см.

менения $V_{аэ}$ в зависимости от соотношения длительности импульса и времени прохождения звуком образца имели обычный для импульсного акустоэлектрического эффекта вид [2].

Температурные зависимости $R/R_{300\text{ К}}$, $V_{аэ}$, $I_{аэ}$ приведены на рис. 4. С понижением температуры сопротивление R линейно уменьшалось вплоть до области сверхпроводящего перехода. При $T=170—220$ К наблюдается изменение наклона линейной зависимости $R(T)$, отмеченное ранее [3] в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и отнесенное авторами на счет фазового перехода. В том же интервале температур наблюдается нами размытый максимум $V_{аэ}$ и $I_{аэ}$.

В области сверхпроводящего перехода, который для рассматриваемого образца по уровню $(0.1—0.9) R/R_{300\text{ К}}$ лежит в диапазоне 92—96 К, происходят резкое уменьшение амплитуды импульсов акустоэдс и акусто-

тока до нуля (вблизи 95 К), а затем обращение ее полярности и нарастание по абсолютной величине до максимума при 90 К с последующим спаданием до нуля при 78—81 К. Следует отметить хорошую воспроизводимость результатов, отсутствие заметного гистерезиса (скорость изменения T была около 0.3 К/мин). Качественно сходные результаты были получены и на трех других пленках. Амплитуда импульса ПАВ на приемном ВПП во всем исследованном интервале температур практически не изменялась (рис. 4, кривая 4).

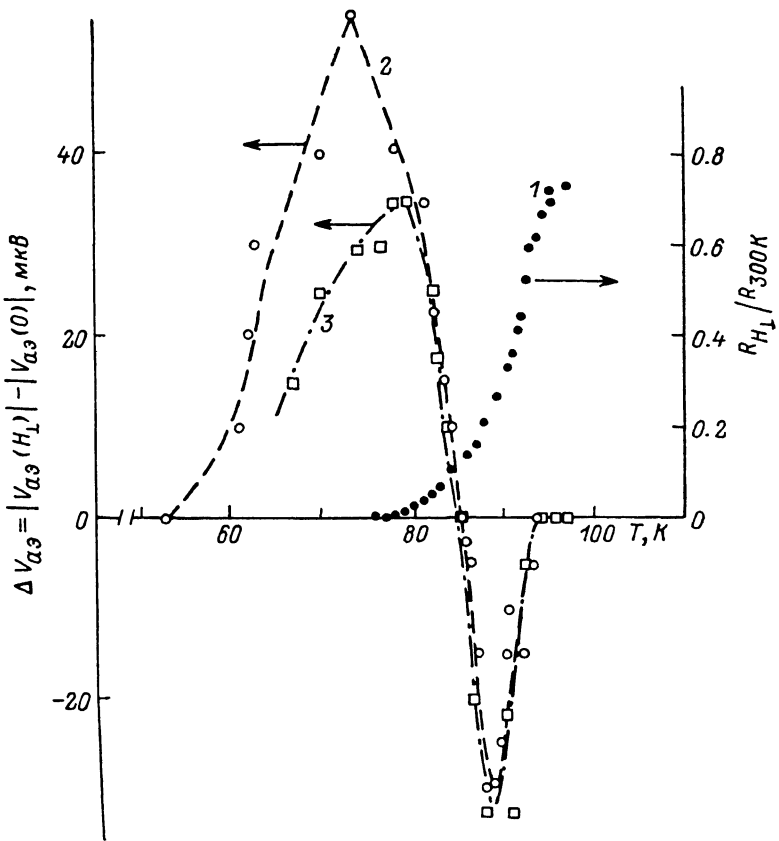


Рис. 5. Температурные зависимости $R_{H_{\perp}}/R_{300\text{ К}}$ (1), $\Delta V_{a3}(H_{\perp}^+)$ (2), $\Delta V_{a3}(H_{\perp}^-)$ (3). $H_{\perp} = 970$ Э. Интенсивность ПАВ — 2 кВт/см². В V_{a3} -измерениях транспортный ток через пленку равен нулю.

На рис. 5 приведены экспериментальные данные, показывающие, как изменяются температурные зависимости $R_{H_{\perp}}/R_{300\text{ К}}$, V_{a3} , если поместить пленку в поперечное магнитное поле $H_{\perp} = 970$ Э. Видно, что магнитное поле растягивает переход, что соответствует обычному поведению $R_{H_{\perp}}(T)$. Что касается акустоэдса, то в ее температурной зависимости ниже T_c можно выделить две различные области. Одна из них соответствует участку наиболее резкого изменения $R_{H_{\perp}}(T)$ в магнитном поле. Здесь амплитуда акустоэдса V_{a3} при включении магнитного поля уменьшается примерно на одну и ту же величину независимо от знака поля. В другой области, которая простирается много ниже $R_{H_{\perp}}(T) = 0$ ($T = 75$ К), амплитуда акустоэдса в поле H_{\perp} возрастает, причем величина этого приращения зависит от знака поля. Напомним, что транспортный ток в V_{a3} -измерениях отсутствовал, так что наблюдаемая эдс так или иначе связана с распространением звука.

Для амплитуды продольной акустоэдса в слоистой среде можно написать выражение [4]

$$V_{a3} = \alpha_0 P_{a3} L / nev_{a3}, \quad (1)$$

e — заряд; n — концентрация; $v_{зв}$ — скорость звука; L — длина образца; $P_{ак}$ — входная мощность звука; α_0 — коэффициент поглощения звука носителями заряда, являющийся сложной функцией параметра $\xi = kd\sigma/\omega\epsilon_0\epsilon$; k — волновой вектор звука; d — толщина проводящего слоя; ω — круговая частота звука; ϵ — диэлектрическая постоянная слоя диэлектрика.

Выражение (1) справедливо при $\alpha L \ll 1$, здесь α — полное поглощение звука в образце. Как показывают численные расчеты, α_0 слабо зависит от ξ при $\xi < 1$ и быстро уменьшается при $\xi > 1$. Знак эдс определяется знаком носителей.

Судя по всему, в области $T > T_c$, где проводимость имеет металлический характер, можно констатировать удовлетворительное качественное согласие между теорией и экспериментом. Знак $V_{эс}$ показывает, что основными носителями здесь являются дырки. Это согласуется с имеющимися косвенными данными и данными по эффекту Холла [5]. Амплитуда $V_{эс}$ сравнительно слабо изменяется в этой области температур, что также естественно при металлической проводимости. Наличие максимума в области 170—220 К может объясняться влиянием фазового перехода, в частности изменением величины ϵ , если этот переход, как предполагается в [6], имеет сегнетоэлектрический характер. Однако измеренная величина акустоэдс более чем на порядок превосходит ту, которую дают оценки на основе обычных механизмов. Это может быть следствием слоистой структуры соединения Y—Ba—Cu—O (поскольку уменьшение толщины слоев приводит к резкому возрастанию эффективности взаимодействия) или сложного строения зоны вблизи поверхности Ферми.

Резкое уменьшение до нуля $V_{эс}$ и $I_{эс}$ ниже T_c также подтверждает акустоэлектронное происхождение этих величин. Но последующему изменению знака $V_{эс}$ и $I_{эс}$ при $T < T_c$ пока трудно дать объяснение. Поскольку механизм высокотемпературной сверхпроводимости и акустоэлектронного взаимодействия в материалах типа Y—Ba—Cu—O еще не установлен (во всяком случае пока нет уверенности, что он подчиняется теории БКШ), ограничимся краткими замечаниями, обратив особое внимание на факты, требующие теоретического рассмотрения.

Внешне наблюдаемое поведение $V_{эс}$ очень похоже на поведение эдс Холла в сверхпроводящих монокристаллах $Bi_2CaSr_2Cu_2O_x$, обнаруженное авторами работы [5] и объясненное ими термостимулированным крипом вихрей. Поскольку наши пленки имеют поликристаллическую структуру, возможность таких процессов нельзя исключить, и она требует дальнейшего изучения. В пользу этого говорят и результаты наших измерений в магнитном поле: по-видимому, затянутый «хвост» акустоэдс объясняется присутствием вихрей и их вкладом как в проводимость, так и в эффект Холла. Однако влияние этих процессов вблизи T_c , когда критический ток пренебрежимо мал, представляется маловероятным. Возможной причиной уменьшения амплитуды $V_{эс}$ в магнитном поле, не зависящем от знака поля, представляется эффект магнетосопротивления — изменение подвижности в поперечном магнитном поле.

Другая возможная причина смена знака $V_{эс}$ — особенности строения зоны вблизи поверхности Ферми. Именно такие соображения привлекаются в [7] для объяснения отрицательного эффекта Холла в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Различные варианты строения зон обсуждаются в ряде работ для объяснения аномалий акустического поглощения при $T < T_c$ [6, 8].

Нам кажется, что по крайней мере с качественной точки зрения вся совокупность полученных данных может быть объяснена механизмом смешанной проводимости. Предположим, что пленка является монокристаллической с осью C , перпендикулярной к подложке, и что, кроме основной — дырочной — проводимости по слоям $(CuO_2)_\infty$, имеется еще и электронная проводимость в цепочках с дефектами (например, «медного» происхождения), меньшая по величине из-за малой концентрации дефектов. При $T \leq T_c$ начинается конденсация сверхпроводящих пар, концентрация свободных дырок, участвующих в акустоэлектронном взаимо-

действия, уменьшается и вклад электронной проводимости становится преобладающим. Это приводит к смене знака акустоэдс (и эффекта Холла), а меньшая концентрация электронов (и, возможно, их большая подвижность) приводит в начальный момент к увеличению амплитуды акустоэдс (и эффекта Холла).

При дальнейшем понижении температуры нарастающая сверхпроводимость экранирует пьезополе волны и выключает акустоэлектронное взаимодействие, поэтому величина акустоэдс (и эффект Холла [5]) быстро уменьшается. Однако этот спад более плавный, поскольку вихри, всегда имеющиеся в тонкой пленке ВТСП (особенно ярко это видно в измерениях с магнитным полем), могут давать свой вклад в акустоэлектронное взаимодействие ниже T_c . В пользу предложенной модели говорят также следующие факты. Температурная зависимость акустоэдс, измеренная нами в «диэлектрической» пленке $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, для которой переход в сверхпроводящее состояние начинался при $T=75$ К, но не заканчивался еще и при температуре жидкого гелия, также обнаруживает резкое изменение знака V_{as} , контрастирующее с затянутым спадом сопротивления и акустоэдс в области низких температур. С другой стороны, если верны выводы работы [6] о наличии сегнетоэлектрического перехода в $Y-Ba-Cu-O$ в районе 90 К, то наблюдаемые изменения могут быть обусловлены этим переходом.

Естественно, что сделанные предположения носят спекулятивный характер, и обоснование их требует дальнейшего экспериментального и теоретического изучения.

Авторы выражают благодарность В. В. Леманову и Л. А. Чернозатонскому за полезное обсуждение.

Работа выполнялась в рамках проекта № 347 Государственной программы по высокотемпературной сверхпроводимости.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Готтлиб М., Гарбуни М., Джонс Ч. Физическая акустика. Т. VII / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1974. С. 9—26.
- [2] Weinreich G. // Phys. Rev. 1956. V. 104. N 2. P. 321—324.
- [3] Копелевич Я. В., Леманов В. В., Сырников П. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3186—3188.
- [4] Fritzsche H. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 5. P. 6672—6677.
- [5] Артеменко С. Н., Горлова И. Г., Латышев Ю. И. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 6. С. 352—355.
- [6] Muller U., Hucho C. et al. // Sol. St. Comm. 1989. V. 72. N 10. P. 997—1001.
- [7] Stormer H. L., Levi A. F. Y. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2472—2476.
- [8] Fossheim K., Laegreid T. // IBM J. Res. Develop. 1989. V. 33. N 3. P. 365—371.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
18 сентября 1990 г.