

УДК 538.945:537.322

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕРМОЭДС В ПЛЕНКАХ ВТСП

В. О. ВАРТАНЯН, А. Л. ГЮЛАМИРЯН, В. А. ШИНДЯН,
Г. Р. БАДАЛЯН, А. М. ГУЛЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 28 декабря 1996 г.)

Обнаружено, что аномальный пик в температурной зависимости термоэдс *c*-ориентированных пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ вблизи критической точки сверхпроводящего перехода обусловлен вкладом термоэлектричества вдоль оси *c* на тонком участке, перпендикулярном к поверхности пленки. Результаты измерения временного хода отклика на быстрое возмущение, а также вид зависимости температурного хода термоэдс от частоты модуляции температуры подтверждают вышесказанное.

1. Введение

Противоречивость результатов, полученных разными группами при исследовании термоэдс в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), уже несколько лет является предметом полемики. В частности, в работах [1-4] в температурной зависимости термоэдс был обнаружен резкий пик вблизи критической температуры T_k . Пик этот был объяснен влиянием сверхпроводящих флуктуаций вблизи T_k на термоэдс ВТСП [2,3,5,6]. Однако, измерения термоэдс монокристаллов и двойниковых кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ навели на мысль, что резкий пик может быть объяснен также суммарным влиянием термоэдс вдоль *a* и *b* направлений анизотропного материала в случае, когда термоэлектрические коэффициенты Зеебека S_a и S_b имеют разные знаки и при этом слегка отличаются их критические температуры T_{ka} и T_{kb} [4]. Узкий пик в температурной зависимости термоэдс был обнаружен только при использовании модуляционной (а.с.) техники измерений [1,2], позволяющей увеличить температурное разрешение вплоть до нескольких десятков милликельвин, в то время как измерения немодуляционной (д.с.) методикой не обнаруживали этого пика. Однако измерения термоэдс, проведенные впоследствии а.с. методом в работе [7], также не обнаружили пика в температурной зависимости.

В более поздних исследованиях показано, что пик в температурной зависимости термоэдс может быть ложным и может возникнуть как артефакт эксперимента по нескольким причинам [8-10]. Однако тщательные проверки [11,12] указывают на то, что обнаруженный в работе [1] пик не является артефактом эксперимента.

В работе [1] было выдвинуто предположение, что для монокрис-

таллов при измерении S_a или S_b может наблюдаться также вклад S_c (перпендикулярное к плоскости $a-b$ направление) из-за несовпадений направления градиента температуры с направлением кристаллографических осей, но впоследствии [2,3] авторы отказались от этой версии. Помимо всех вышеуказанных предположений, не исключено, что обнаруженный такой же пик на c -ориентированной тонкой пленке $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ может быть обусловлен также вкладом фотогенерации квазичастиц [13].

Исследуя поведение потенциала, возникающего при освещении контакта тонкой c -ориентированной пленки с металлом, нам удалось обнаружить резкий пик в температурной зависимости термоэдс вблизи T_c и привести доводы, однозначно объясняющие его природу.

2. Методика эксперимента

Для исследования термоэдс использовалась тонкая монофазная c -ориентированная поликристаллическая пленка $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, нанесенная на подложку (YSZ) методом лазерного напыления с последующим отжигом в воздухе. Толщина пленки порядка 1 микрон. Измерения температурного хода сопротивления пленки 4-контактным методом показали, что полный сверхпроводящий переход происходит при 86 К. К пленке на расстоянии 7 мм друг от друга прижимались два контакта. Один из контактов образовывался прижатием тонкой медной проволоки диаметром 50 мкм к пленке через небольшое количество индия. Второй контакт, который подвергался модулированному освещению излучением He-Ne лазера, образовывался просто прижатием к пленке такой же медной проволоки с головкой в виде шарика диаметром ~100 мкм без промежуточного индия. Образец приклеивался тыльной стороной подложки к медному блоку, служащему термостатом, в котором была просверлена дырка диаметром 5 мм для освещения контактной области с тыльной стороны через прозрачную подложку. На медном термостате был закреплен медный термометр, позволяющий измерять температуру блока с относительной точностью 10 мК. Медный блок с нагревателем опускался в оптический криостат, позволяющий плавно регулировать температуру блока от комнатной до 76 К. Контактная область освещалась излучением He-Ne лазера (мощность 10 мВт, апертура пучка 1.5 мм по полувысоте), амплитудно модулированным с частотой 0.1 Гц, а также с частотами в интервале 2 Гц – 2 кГц. Второй контакт находился в затененной части. При исследовании термоэдс и ее температурного хода на частотах модуляции 2 – 2000 Гц потенциал между двумя контактами усиливался широкополосным усилителем в 10^6 раз, а затем поступал на синхронный детектор (СД) со временем интегрирования 10 с. После СД сигнал подавался на вертикальную ось двухкоординатного самописца, на горизонтальной оси которого разворачивалась температура образца. Регистрационный тракт тщательно проверялся на правильность определения знака измеряемого сигнала. В случае модуляции интенсивности лазера с частотой 0.1 Гц сигнал с образца подавался на цифровой нановольтметр постоянного напряжения. Показания снимались визуально с цифрового табло вычитанием напряжений при освещенном и неосвещенном контакте. Нановольт-

метром постоянного напряжения исследовался также температурный ход термоэдс d.c. методом (при постоянном по времени градиенте температуры между контактами).

3. Результаты эксперимента

На рис. 1а показаны температурные зависимости термоэлектрического потенциала для трех разных частот модуляции лазерного излучения. Из рисунка видно, что измеряемый термопотенциал U отрицателен и перед сверхпроводящим переходом присутствует пик порядка величины самого сигнала, как и в [1]. С увеличением частоты модуляции сигнал уменьшается, указывая на инерционность отклика. Однако измерения на частоте 0.1 Гц показали радикально отличающийся результат (сплошная кривая на рис. 1б) как по знаку, так и по температурному ходу термопотенциала. Таким образом, температурные зависимости термоэдс при частотах модуляции 2 Гц и выше подобны результатам [1], в то время как измерения на частоте 0.1 Гц сходны с результатами d.c. измерений (при постоянном градиенте). Наблюдаемая ниже T_k остаточная термоэдс обусловлена вкладом меди.

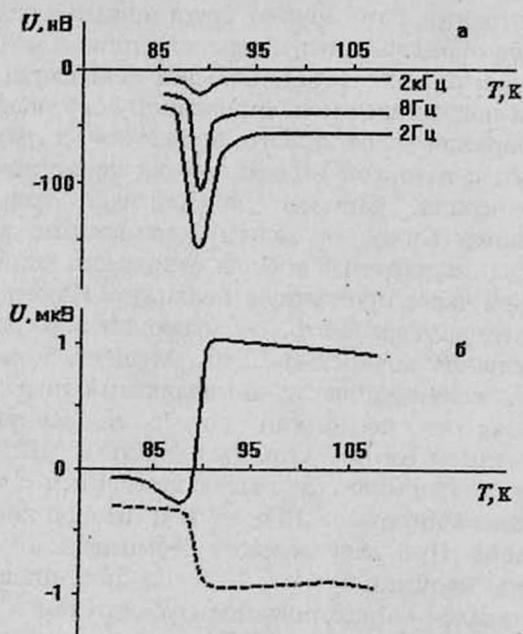


Рис.1. Зависимость термопотенциала от температуры.
 а) результаты а.с. измерений для трех частот модуляции.
 б) результаты измерений для частоты модуляции 0,1 Гц (сплошная кривая) и d.c. измерений (пунктирная кривая).

Нами был снят также температурный ход потенциала при отсутствии освещения контакта (пунктирная кривая на рис. 1б). При

этом регистрация ненулевого потенциала, который при $T=T_k$ делает резкий сверхпроводящий переход, указывает на наличие собственного постоянного градиента температуры между контактами.

Резкое отличие результатов при 0.1 Гц и выше 2 Гц навело на мысль исследовать качественно временной ход отклика (качество результатов определяется тем, что они снимались с цифрового табло нановольтметра визуально) на частоте 0.1 Гц. Результаты исследований для 5-и разных температур показаны на рис.2. Отклик на резкое изменение освещенности можно представить в виде суммы двух экспонент с разными временами релаксации. При включении (или выключении) освещения вначале наблюдается быстрое изменение сигнала (за время менее 1 с). Затем сигнал продолжает меняться, устанавливаясь в течение около $7 \div 10$ с. Причем при температурах $T > T_k$ знаки этих двух типов изменений противоположны (рис. 2б,в), в то время как при $T < T_k$ знаки одинаковы (рис. 2д).

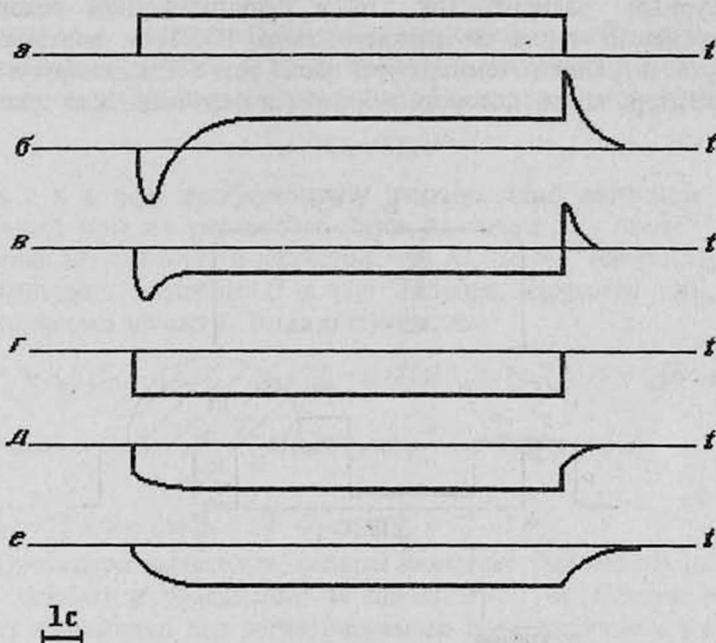


Рис.2. Временной ход потенциального отклика на быстрое возмущение: а) интенсивность возбуждающего излучения, б) $T = 106$ К, в) $T = 90$ К, г) $T = 88$ К, д) $T = 86$ К, е) $T = 83$ К.

Пик в модуляционных измерениях исчезал при втирании небольшого количества индия в межконтактное пространство медной проволоки с ВТСП пленкой, а температурная зависимость термоэдс становилась подобной температурной зависимости, измеренной d.c. методом (рис. 16) с характерными положительными значениями величины термоэдс при $T > T_k$ в случае положительного температурного градиента.

4. Обсуждение результатов

Особенности временного хода релаксации отклика и изменение вида температурной зависимости кривых при разных частотах модуляции указывают на вклад в измеряемый потенциал по крайней мере двух (или более) разных составляющих. Исчезновение пика при втирании малого количества индия в контакт металла с ВТСП указывает на вклад в измеряемый потенциал составляющей S_c вдоль направления оси c , перпендикулярной к поверхности пленки. Заметим, что индий, втираемый в ВТСП, образует контакт с более глубинными слоями Cu-O , чем прижимной контакт металла без втирания индия, в случае которого направление прямой, соединяющей два контакта, не параллельно плоскости ab . Более того, поскольку контактная область освещается с тыльной стороны (через прозрачную подложку) и основная часть световой энергии поглощается в нижних слоях пленки (в толщине примерно 1000 \AA), удаленных от непосредственного контакта на несколько тысяч ангстрем, то сложное направление имеет также температурный градиент. Так что в нестационарном режиме, при распространении тепла из нижних слоев ВТСП к верхним, может возникнуть и градиент температуры вдоль оси c . Смоделируем электрический контур, вдоль которого образуется термоэдс, как показано на рис. 3.

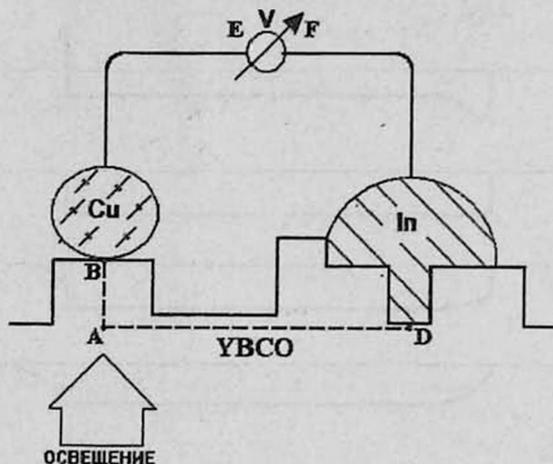


Рис.3. Модельный термоэлектрический контур для расчета термопотенциала.

Тогда регистрируемый потенциал складывается из следующих составляющих:

$$U \equiv U_{FE} = U_{FD} + U_{DA} + U_{AB} + U_{BE}. \quad (1)$$

Каждая составляющая в (1) выражает термоэдс для однородного участка контура с соответствующими индексами, обозначающими края участка:

$$\begin{aligned}
 U_{AB} &= U_A - U_B \approx -S_c(T_A - T_B) = -S_c \Delta T_{AB}, \\
 U_{DA} &= U_D - U_A \approx -S_{a,b}(T_D - T_A) = S_{a,b} \Delta T_{AD}, \\
 U_{FD} + U_{BE} &= -S_{Cu}(-T_D + T_F - T_E + T_B) = S_{Cu}(T_D - T_B) = S_{Cu} \Delta T_{DB},
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

где $S_{a,b}$ и S_c – соответствующие коэффициенты Зеебека $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вдоль кристаллографических осей a , b и c (т.е. диагональные элементы матрицы термоэлектрического тензора), S_{Cu} – коэффициент Зеебека меди, T_m – температура в соответствующей точке ($m = A, B, D, F, E$), и полагаем $T_F = T_D$. В формулах (2) коэффициенты Зеебека (в общем случае зависящие от температуры) представляют усредненные значения в соответствующих интервалах температур ($\Delta T \ll T$).

При освещении ВТСП пленки модулированным на частоте ω излучением со стороны прозрачной подложки, модуляцию температуры в точках А и В можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 T_A &= T_A^0 + \delta T_A \sin \omega t, \\
 T_B &= T_B^0 + \delta T_B \sin(\omega t + \varphi),
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

где $\delta T \ll T$, а φ – запаздывание фазы модуляции температуры в точке В по сравнению с точкой А из-за конечной теплопроводности. С определенной точностью можно считать δT_B пропорциональной δT_A , т.е.

$$\delta T_B = k \delta T_A,
 \tag{4}$$

где $0 \leq k \leq 1$ есть коэффициент, учитывающий затухание тепловых возмущений при их распространении из точки А к точке В (см. [8]). Подставляя (2)–(4) в (1) и учитывая, что ΔT , $\delta T \ll T$ для всех указанных точек контура, разложим U в ряд Тейлора, сохраняя только члены первого порядка малости. Тогда получим, что

$$\begin{aligned}
 U &= S_a \Delta T_{AD}^0 - S_c \Delta T_{AB}^0 - S_{Cu} \Delta T_{BD}^0 + S_a(T_A^0) \delta T_A \sin \omega t - S_c(T_A^0) \delta T_A [\sin \omega t - \\
 &- k \sin(\omega t + \varphi)] - \frac{\partial S_c(T_A^0)}{\partial T} \Delta T_{AB}^0 k \delta T_A \cos \varphi - S_{Cu} \delta T_A k \sin(\omega t + \varphi),
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

где $\Delta T_{AD}^0 = T_A^0 - T_D$; $\Delta T_{BD}^0 = T_B^0 - T_D$; $\Delta T_{AB}^0 = T_A^0 - T_B^0$.

Процедура выделения сигнала включает умножение на опорный сигнал $2 \sin(\omega t)$ и усреднение за время $\tau \gg 1/\omega$. Следуя ей, можно выписать выражение для регистрируемого потенциала как в случае d.c. измерений (постоянная составляющая сигнала U^{dc}), так и в случае измерений модуляционной методикой (сигнал на частоте ω : U_{ω}^{ac}):

$$U^{dc} = S_a \Delta T_{AD}^0 - S_{Cu} \Delta T_{BD}^0 - S_c \Delta T_{AB}^0,
 \tag{6}$$

$$U_{\omega}^{ac} = \left\{ S_a(T_A^0) - S_c(T_A^0)(1 - k \cos \varphi) - \frac{\partial S_c(T_A^0)}{\partial T} \Delta T_{AB}^0 k \cos \varphi - S_{Cu} k \cos \varphi \right\} \delta T_A.
 \tag{7}$$

Поскольку расстояние между точками А и В составляет не более нескольких сот ангстрем, то в стационаре между ними не может быть

большого перепада температур, т.е. ΔT_{AB}^0 очень мал по сравнению с ΔT_{AD}^0 и ΔT_{BD}^0 . Таким образом, вклад члена $S_c \Delta T_{AB}^0$ в регистрируемый сигнал U^{dc} очень мал. Учитывая, что вблизи T_k температурный ход S_{Cn} показывает слабую зависимость от T [14], можно сказать, что температурный ход U^{dc} определяется температурным ходом S_a , что и наблюдается во всех экспериментах по регистрации U^{dc} (у нас пунктирная кривая на рис.16). Отрицательный знак сигнала указывает на то, что $T_A^0 < T_D$, т.е. на наличие собственного отрицательного температурного градиента в криостате. Далее перейдем к рассмотрению выражения (7). Вклад члена $\partial S_c(T_A^0) / \partial T \Delta T_{AB}^0 k \cos \varphi$ в регистрируемый U_{ω}^{ac} мал (из-за ΔT_{AB}^0) для всех значений температуры, кроме точек, где $T_A^0 \sim T_k$. Здесь $\partial S_c / \partial T$ резко возрастает, но вклад этого члена все же остается небольшим, поскольку даже при $T_A^0 \sim T_k$ $\partial S_c(T_A^0) / \partial T \Delta T_{AB}^0 \sim S_c \Delta T_{AB}^0 / \Delta T_k$, а ширина сверхпроводящего перехода ΔT_k обычно много больше, чем ΔT_{AB}^0 .

Для частот модуляции ω много больших, чем некая характерная частота $1/\tau_1$, коэффициент $k \ll 1$, а $\varphi \sim -90^\circ$ (из-за конечной температуропроводности между точками А и В) и выражение (7) можно приближенно записать в виде:

$$U_{\omega}^{ac} (\omega \gg 1/\tau_1) \approx [S_a(T_A^0) - S_c(T_A^0)] \delta T_A. \quad (8)$$

Если критическая температура сверхпроводящего перехода в с-ориентированной пленке YBCO вдоль направления с несколько отличается (меньше) от критической температуры перехода вдоль направлений a, b [7,15], то из выражения (8) следует, что кривая температурной зависимости U_{ω}^{ac} будет иметь резкий пик перед занулением. Так как обычно $S_c > S_a$, то измеряемый потенциал отрицателен, и прежде чем занулиться при $T < T_k$, образует резкий отрицательный пик. Поскольку даже при $\omega \sim 2\Gamma$ регистрируется резкий пик, то можно предположить, что $\tau_1 \gg 0,5$ с (это согласуется с результатами измерений временного отклика).

Обратим внимание также, что в (7) и (8) δT_A зависит от частоты ω известной болометрической зависимостью:

$$\delta T_A \sim \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\tau_2)^2}}, \quad (9)$$

где τ_2 – время, характеризующее релаксацию δT_A . Этим и объясняется уменьшение амплитуды кривых при увеличении частоты модуляции на рис. 1а.

При очень низких частотах модуляции $\omega \ll 1/\tau_1$ (в нашем случае 0,1 Гц) $k \approx 1$, $\varphi \approx 0$ (т.е. температура точки В следит за температурой точки А), так что $k \cos \varphi \approx 1$ и выражение (7) можно записать в виде:

$$U_{av}^{ac} \approx \left[(S_a(T_A^0) - S_{Cu}) - \frac{\partial S_c(T_A^0)}{\partial T} \Delta T_{AB}^0 \right] \delta T_A, \quad (10)$$

что указывает на приблизительное совпадение температурного хода U_{av}^{ac} с температурным ходом U^{dc} (ср. формулы (10) и (6), а также кривые рис. 16). Небольшое отличие в кривых (сплошной и пунктирной) на рис.16 вблизи $T \sim T_k$ обусловлено членом $\sim \partial S_c / \partial T$ в (10). Поскольку обычно $S_{Cu} < S_a$, а вклад $\partial S_c / \partial T$ ослаблен из-за малости ΔT_{AB} , то сигнал при $T > T_k$ положителен (рис. 16 — сплошная кривая). После сверхпроводящего перехода S_a при $T \sim T_k$ увеличивается вклад $\partial S_c / \partial T$, что и объясняет небольшую ямку в отрицательной области, после чего $\partial S_c / \partial T$ опять уменьшается и при $T \ll T_k$ остается только вклад S_{Cu} .

Используя выражение (7), можно легко объяснить также и поведение отклика на ступенчатое возмущение (рис.2). Для этого надо вспомнить, что резкое изменение интенсивности света содержит широкий спектр гармоник. Учитывая, что $k \cos \varphi$ быстро убывает с увеличением частоты, можно предположить, что в начале возмущения за короткий промежуток времени (что соответствует высшим гармоникам) $k \cos \varphi$ очень мал. Спустя некоторое время (τ_1) $k \cos \varphi$ приближается к единице (т.е. происходит выравнивание температур T_A и T_B из-за близости точек А и В). Таким образом, в начале возмущения из выражения (7) следует, что амплитуда регистрируемого сигнала вначале достигает величины, пропорциональной $(S_a - S_c)$, поскольку $T_A > T_B$. После выравнивания T_A и T_B градиент температуры переносится на медный электрод, и регистрируемый потенциал определяется выражением $(S_a - S_{Cu})$.

Поэтому, когда $T > T_k$, при включении света наблюдается отрицательный скачок потенциала, поскольку $S_c > S_a$, а затем через время τ_1 устанавливается уровень потенциала, пропорциональный $(S_a - S_{Cu}) > 0$ (рис.2б). При выключении света на участке АВ образуется обратный градиент температуры из-за более быстрого охлаждения точки А по сравнению с точкой В, которая подпитывается теплом от массивного медного электрода. Поэтому вначале регистрируется потенциал, пропорциональный $S_a + S_c$ (выброс в положительную сторону на рис.2б), а затем устанавливается уровень, пропорциональный $(S_a - S_{Cu})$, с последующей релаксацией к нулю.

Когда $T < T_k$, уровень $(S_a - S_{Cu})$ становится отрицательным из-за резкого убывания S_a к нулю (рис.2в). При дальнейшем понижении температуры, когда S_a становится равным нулю, а S_c малым, медленную релаксацию отклика можно не заметить (рис. 2г) из-за того, что сигнал релаксирует с уровня $-S_c$ до сравнимого с ним по величине уровня $-S_{Cu}$. При еще более низких температурах, когда $S_c < S_{Cu}$, как быстрое изменение потенциала, так и медленная его релаксация имеют один и тот же знак, противоположный световому возмущению (рис.2д), поскольку вначале в (7) работает S_c , а затем S_{Cu} . И наконец, когда $T \ll T_k$, а следовательно, $S_a = S_c = 0$, наблюдается только отрицательный вклад S_{Cu} с медленной релаксацией τ_1 , определяемой нагревом медной головки (возможно, еще и части подводящего электрода). Для достоверности описания процессов желательным было бы оценить τ_1 , исходя из

геометрических и тепловых характеристик указанной конфигурации. Если смоделировать ситуацию, как нагрев медного шарика при наличии теплоотвода по проволоке, то время установления можно грубо оценить по формуле

$$\tau \sim \frac{4mC}{\lambda}, \quad (11)$$

где C – теплоемкость меди (Дж/г·град), m – масса медного шарика (г), λ – теплопроводность медной проволоки (в единицах СИ). Для шарика диаметром $2,5 \cdot 10^{-2}$ см, проволоки длиной 4 см и сечением $2,5 \cdot 10^{-9}$ м², а также принимая удельную теплопроводность меди ~ 400 Вт/град·м, получаем $\tau \sim 2,5$ с, что разумно согласуется со значением τ_1 из частотных характеристик поведения температурного хода регистрируемого потенциала.

5. Заключение

При освещении контактной области тонкой c -ориентированной пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с медной проволокой модулированным излучением He-Ne лазера нами зарегистрирован узкий аномальный пик в температурной зависимости термоэдс вблизи критической температуры. Аналогичный пик был обнаружен ранее в работах [1–4] при измерении термоэдс кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и вызвал полемику в литературе [8,9,11,12]. Исследованное нами поведение температурной зависимости регистрируемого потенциала на частотах модуляции 0,1 Гц и в интервале 2 Гц – 2 кГц, а также исследование временного хода отклика на ступенчатое возмущение показывают, что полученные результаты можно объяснить влиянием термоэдс вдоль оси c с учетом того, что сверхпроводящий переход вдоль c отстает по температуре по сравнению с переходом вдоль a . Хотя нами проведен анализ термоэдс в приближении модельного контура рис.3 (в реальности проявления термоэлектрических явлений в анизотропных средах, в том числе и в ВТСП, довольно сложны и многообразны [16,17]), тем не менее полученные соотношения полностью согласуются со всеми нашими экспериментальными результатами.

Таким образом, полученные нами результаты показывают, что природу аномального пика в температурной зависимости термоэдс вблизи T_c при а.с. измерениях можно объяснить анизотропией свойств c -ориентированных сверхпроводящих пленок, а также монокристаллов,

Работа выполнена по бюджетной теме 94-736, финансируемой Министерством образования и науки Республики Армения, и по гранту 00014-96-1-0504 ONR USA.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M. Howson, M.B. Salamon, T.A. Friedman, et al. J. Phys. Cond. Mat., 1, 465 (1989).
2. A.M. Howson, M.B. Salamon, T.A. Friedman, et al. Phys. Rev., B41, 300 (1990).
3. A.S. Lowe, S. Regan, M.A. Howson. Phys. Rev., B44, 17 (1991).
4. A.S. Lowe, S. Regan, M.A. Howson. J. Phys. Cond. Mat., 4, 8843 (1992).

5. K. Maki. *J. Low Temp. Phys.*, **14**, 419 (1974).
6. А.А. Варламов, Д.В. Ливанов. *ЖЭТФ*, **98**, 584 (1990).
7. Lin Shu-yuan, Lu Li, Wang Xue-mei, Zhang Dian-lin, Duan Hong-min, A.M. Hermann. *Supercond. Sci. Technol.*, **4**, 289 (1991).
8. G. Yu. Logvinov, V.V. Ryazanov, R. Gross, F. Kober. *Phys. Rev.*, **B47**, 15322 (1993-II).
9. M. Aubin and R. Gagnon. *Phys. Rev.*, **B47**, 15319 (1993-II).
10. A.K. Bhatnagar, R. Pan, D.G. Naugle, et al. *Phys. Rev.*, **B41**, 4002 (1990).
11. A.M. Howson. *Phys. Rev.*, **B47**, 15324 (1993-II).
12. A.S. Lowe, S. Regan, M.A. Howson. *Phys. Rev.*, **B47**, 15321 (1993 - II).
13. A.M. Gulian and V.O. Vartanian. *Physica C*, **235-240**, 1411 (1994).
14. A.V. Gold, D.K.C. Mac Donald, W.B. Pearson, and I.M. Templeton. *Phil. Mag.*, **5**, 765 (1960).
15. M. Sera, S. Shamoto, and M. Sato. *Solid State Comm.*, **68**, 649 (1988).
16. В.Л. Гинзбург. *УФН*, **161**, 1 (1991).
17. L.R. Testardi. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2347 (1994).

ԲԶԳՀ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՋԵՐՄԱԷԼԵՈՒԻ ՉԱՓՄԱՆ ՍԱՄԻՆ

Վ. Ն. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. Լ. ԳՅՈՒԼԱՄԻՐՅԱՆ, Վ. Ա. ՇԻՆԴՅԱՆ,
Գ. Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ա. Մ. ԳՈՒԼՅԱՆ

Բացահայտված է, որ *c*-ուղղորդված $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ քաղանթների ջերմաէլեկտրականության ջերմաստիճանային կախվածությունում գերհաղորդականության անցման կրիտիկական ջերմաստիճանի մոտ հայտնաբերված անոմալ գագաթը պայմանավորված է քաղանթի *c*-առանցքի ուղղությամբ ջերմաէլեկտրականության ներդրումով: Արագ խտորման հանդեպ ջերմապոտենցիալի ժամանակային ընթացքի գրանցման արդյունքները, ինչպես նաև նրա ջերմաստիճանային ընթացքի ձևի փոփոխությունները կախված մոդուլացիայի հաճախությունից ապացուցում են վերոհիշյալ պնդումը:

ON MEASUREMENTS OF THERMOELECTRICITY IN HTSC FILMS

V. O. VARTANYAN, A. L. GYULAMIRYAN, V. A. SHINDYAN,
G. R. BADALYAN, A. M. GULIAN

Investigations of thermoelectricity temperature dependence of the *c*-oriented $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films revealed that the anomalous peak observed near the superconducting transition temperature is due to contribution of the thermopotential along the *c*-axis. Results of the response temporal dependence measurements on a quick disturbance and, also, the changes in the thermoelectricity temperature dependence versus the modulation frequency are proved to be in a good agreement with the explanation above.