

Диагностика тепловых кинетических коэффициентов в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{LaAlO}_3$ -тонкопленочных болометрах

© А.М. Гришин, Ю.В. Медведев,* Ю.М. Николаенко*

Royal Institute of Technology,
S-100 44 Stockholm, Sweden

*Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

(Поступила в окончательном виде 4 февраля 1999 г.)

Развита экспериментальная методика исследования временной функции температуры пленки в системе пленка–подложка–термостат при импульсном воздействии на нее микроволнового излучения, обеспечивающая получение численных значений термодинамических коэффициентов пленки и подложки, а также тепловых сопротивлений границ разделов пленка–подложка, подложка–термостат.

Проектирование тонкопленочных болометров предполагает решение оптимизационной задачи, исходя из электрических и тепловых характеристик пленочной структуры и всех особенностей конструкции, влияющих на коэффициент поглощения мощности и процесс теплопереноса. Для решения подобной задачи необходим соответствующий набор методов диагностики (в частности, термодинамических коэффициентов) пленочной структуры. Для конкретного материала подложки, если он не представляет собой достаточно совершенный монокристалл, это важно, поскольку, например, коэффициент теплопроводности может заметно меняться в зависимости от микроструктуры. Кроме того, в современных конструкциях болометров между пленкой и диэлектрической подложкой часто используются промежуточные подслои, которые вводятся или с целью улучшения качества пленки или специально для создания дополнительного теплового барьера [1]. Теоретическая оценка теплового сопротивления на границе между пленкой и подложкой даже при отсутствии подслоя может быть весьма приблизительной (см., например, [2–5]).

В настоящей работе развита одна из разновидностей нестационарных методов контроля теплового сопротивления R_{fs} границ разделов пленка–подложка, подложка–термостат (R_{st}). Предложенный метод может быть использован также для определения теплоемкости пленки C_f и подложки (C_s) из одного эксперимента.

Метод основан на восстановлении временной функции температуры пленки T_f из экспериментальных данных по временной и температурной зависимостям сопротивления пленки в процессе установления стационарного неравновесного состояния в системе пленка–подложка–термостат при нагревании пленки микроволновой мощностью или постоянным током.

Когда в пленку подводится джоулевая мощность P_j , она перегревается относительно окружающей среды на температуру $\Delta T = T_f - T_0$, где T_0 — температура термостата. Тепло, генерируемое в пленке, проходит через теплое сопротивление R_{fs} границы раздела пленка–подложка, через внутреннее теплое сопротивление подложки $R_s = D/S\lambda_s$ (D — толщина под-

ложки, S — площадь перехода, λ_s — теплопроводность материала подложки) и теплое сопротивление R_{st} . Соответственно при установлении теплового равновесия в системе пленка–подложка–термостат фигурируют три постоянных времени: $\tau_1 = C_f R_{fs}$ для характеристики установления равновесия на границе между пленкой и подложкой, $\tau_2 = C_s R_s$ для установления равновесия в подложке и $\tau_3 = C_s R_{st}$ для установления равновесия между нижней границей подложки и термостатом. Определяя из эксперимента эти характерные временные константы, а также амплитуды перепада температур на подложке и на границе подложка–термостат, мы можем исследовать термодинамические коэффициенты структуры.

Достоинством предлагаемой модификации нестационарного метода определения термодинамических характеристик является возможность получения численных значений коэффициентов теплоемкости и теплопроводности материалов пленочной структуры. Это достигается за счет того, что величина джоулевой мощности, выделяемой в пленке при микроволновом облучении, специальным способом нормируется. Применение именно микроволнового диапазона обусловлено техническими удобствами в вопросах канализации, временной манипуляции и точном регулировании мощности. Кроме того, микроволны являются относительно низкоэнергетичным излучением и при его воздействии на пленку исключаются физические механизмы прямого подавления сверхпроводимости, которые преобладают при использовании излучений оптического и инфракрасного диапазона [1].

1. Эксперимент

Конструкция измерительной ячейки (ИЯ), применяемой нами для экспериментальных исследований функции $T_f(t)$, приведена на рис. 1. Она изготовлена из меди и представляет собой круглый волноводный фланец. Разборным соединением к фланцу приклеплена крышка, с внутренней стороны которой приклеена пленочная структура. Облучение структуры микроволнами в этом

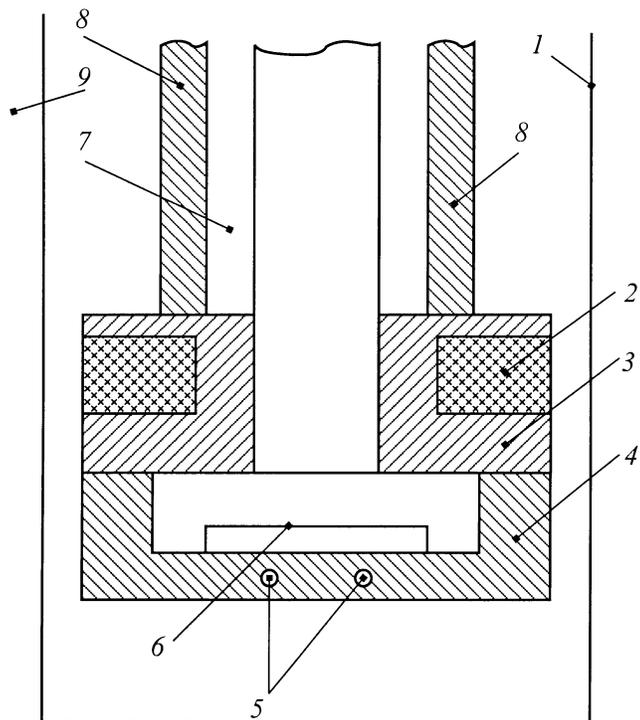


Рис. 1. Конструкция измерительной ячейки. 1 — герметичный "стакан", 2 — нагреватель, 3 — волноводный фланец, 4 — крышка фланца, 5 — температурные датчики, 6 — пленочная структура; 7 — волновод, 8 — медные шины теплоотвода, 9 — жидкий азот.

случае осуществляется со стороны пленки. Микроволновая мощность подводится к измерительной ячейке через помедненный изнутри нейзильберовый волновод с размером $7.2 \times 3.6 \text{ mm}^2$. Для охлаждения ИЯ помещается в азотный криостат и отделяется от жидкого азота герметичным стаканом. Теплообмен между ИЯ и азотом осуществляется посредством нескольких медных проводников с суммарным тепловым сопротивлением $10\text{--}100 \text{ K/W}$. Температура ИЯ в диапазоне $77\text{--}300 \text{ K}$ регулируется электрическим нагревателем и стабилизируется электронным устройством с разрешением 10^{-2} K [6]. Гальванические контакты подключаются к пленке по четырехзондовой схеме. Посредством гальванической связи в пленке может возбуждаться как постоянный, так и импульсный токи. Источник тока в импульсном режиме и подводящие двухпроводные коаксиальные линии обеспечивают воспроизведение прямоугольного импульса тока в сверхпроводящих пленках с длительностью фронта импульса менее 10^{-7} s .

В качестве модельной структуры нами использована $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ пленка толщиной $0.2 \mu\text{m}$ на высококачественной монокристаллической подложке из LaAlO_3 , размером $9 \times 3 \times 0.5 \text{ mm}^3$. Расстояние между потенциальными контактами составляет 6.5 mm . Пленка получена путем магнетронного ВЧ распыления стехиометрической YBCO-мишени в смешанной атмосфере аргона и

кислорода на термостатированную при $T = 800^\circ\text{C}$ подложку и отожжена в атмосфере кислорода при температуре 800°C (продолжительность 1.5 min.) и 450°C (30 min.) [7].

Пленка характеризуется температурой начала перехода в сверхпроводящее состояние около 87.5 K и величиной сопротивления при этой температуре $10.08 \Omega/\square$. Область большой неомичности, которая обычно связывается с фазовым переходом Костерлица-Таулесса в системе вихрей [8] или с образованием состояния вихревого стекла [9], начинается с понижением температуры ниже $T = 83.75 \text{ K}$. При $T > 84 \text{ K}$ и не очень больших транспортных токах вольт-амперные характеристики линейны.

В омической области трансформация формы кривой $R(T)$ в зависимости от величины транспортного тока (рис. 2, *a*) происходит вследствие возникновения разницы температур между пленкой и термостатом. В нашем эксперименте величина этого эффекта определя-

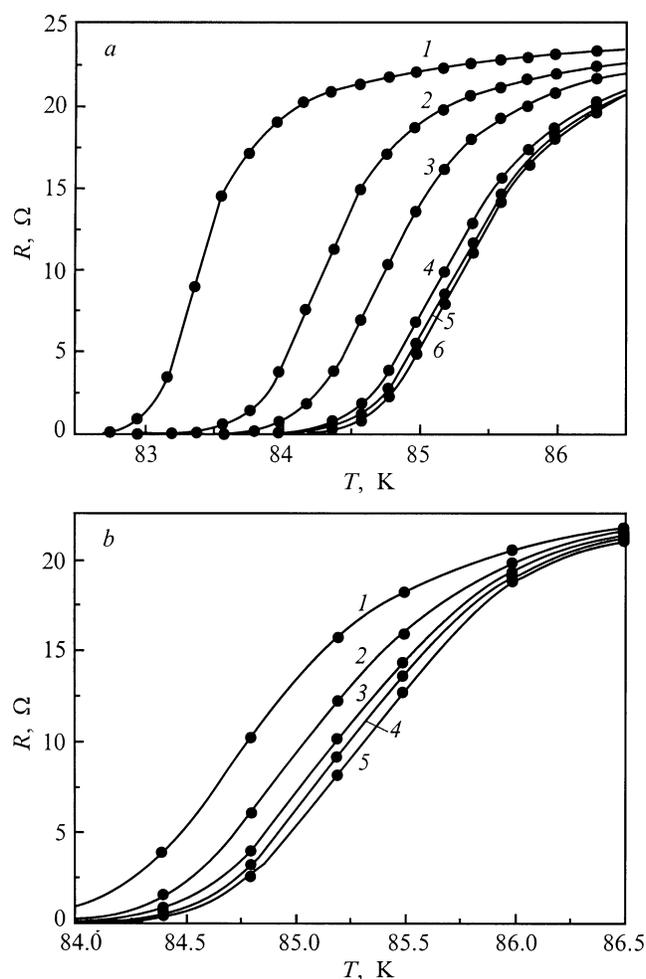


Рис. 2. Температурные зависимости электрического сопротивления пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{LaAlO}_3$. *a* — постоянный измерительный ток (mA): 1 — 10; 2 — 7; 3 — 5; 4 — 2; 5 — 1; 6 — 0.1. *b* — измерительный ток — 0.1 mA, ослабление микроволновой мощности (dB): 1 — 0; 2 — 3; 3 — 6; 4 — 9; 5 — ∞ .

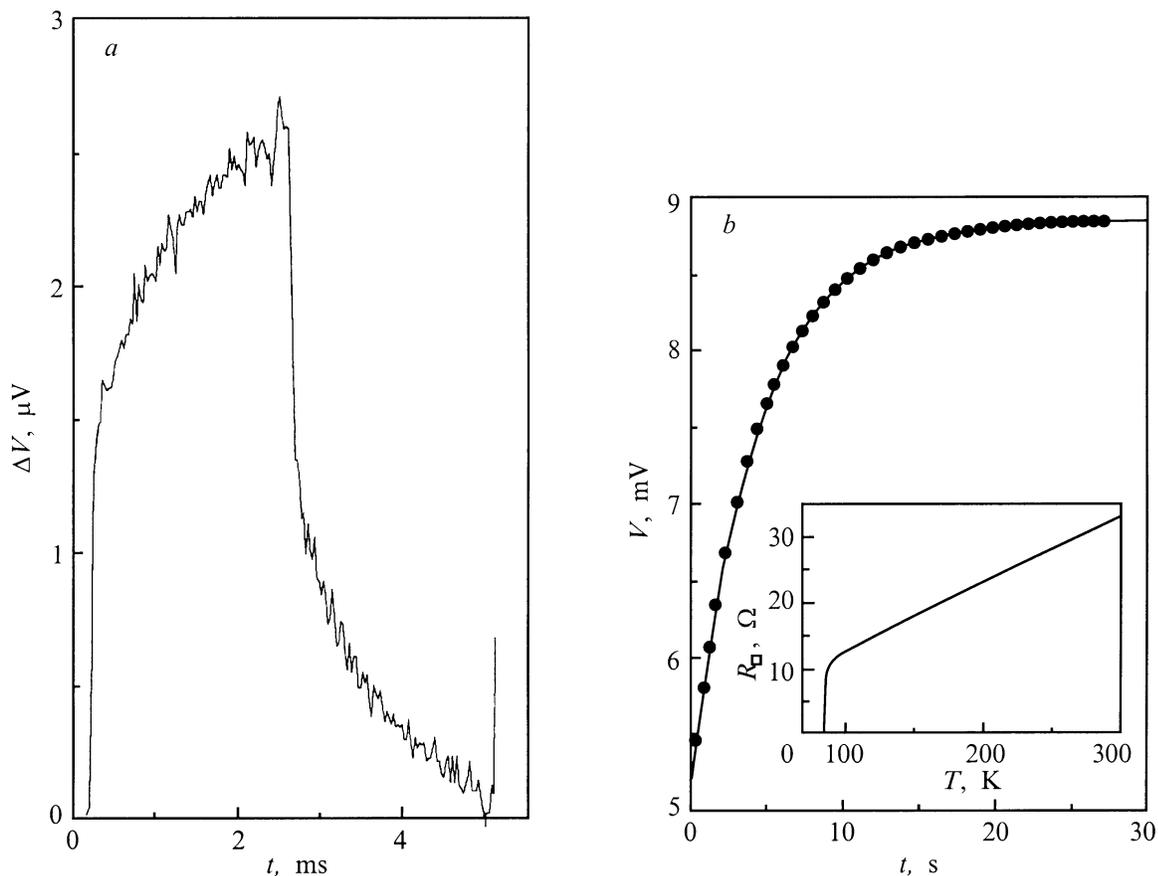


Рис. 3. Временная зависимость электрического сопротивления пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}/LaAlO_3$: *a* — в режиме последовательности прямоугольных импульсов микроволновой мощности со скважностью 2 и длительностью 2.38 ms (эксперимент); *b* — (темные кружки) — в режиме однократного включения мощности (эксперимент), сплошная кривая — расчет по формуле (10). На вставке: температурная зависимость электрического сопротивления пленки на квадрат $R_{\square}(T)$.

ется тепловым сопротивлением интерфейса подложка-термостат, которое преднамеренно выбрано достаточно большим. Изменение формы кривой $R(T)$, помимо простого смещения, с ростом транспортного тока возникает как из-за сильной нелинейности $R(T)$, так и вследствие дополнительного тепловыделения на токовых контактах, сопротивление которых имеет подобную $R(T)$ нелинейную температурную зависимость.

Изменение формы кривых $R(T)$ при малом постоянном измерительном токе в зависимости от величины микроволновой мощности (рис. 2, *b*) также в основном обусловлено джоулевым тепловыделением в пленке. Неболометрическое влияние микроволновой мощности на форму кривых за счет быстродействующей части резистивного отклика может быть заметным только в области очень низких сопротивлений пленки. Как видно из рис. 3, *a*, при используемом уровне микроволновой мощности $\Delta V/I$ имеет порядок величины $10^{-3} \Omega$ (ΔV — амплитуда напряжения быстродействующей части неравновесного отклика, I — постоянный измерительный ток). Основной причиной изменения формы кривой $R(T)$ (кроме смещения) является резкая темпе-

ратурная зависимость в области СП перехода импеданса пленки $Z(T)$ [10] и соответственно непостоянство при различных T величины выделяемой в пленке джоулевой мощности. Это не позволяет универсально использовать зависимости $R(P_{\mu w}, T)$ для нормировки джоулевой мощности P_j .

Методика исследования временных зависимостей $R(T)$ при воздействии на пленку микроволновой мощности основана на использовании в качестве регистрирующего устройства аналого-цифрового преобразователя с максимальным быстродействием 10^6 выборок в секунду. В памяти компьютера регистрируются зависимости напряжения, снимаемого с потенциальных контактов пленки, в линейном масштабе времени с различным по порядку величины размером временной шкалы. Мы использовали достаточно малые значения измерительного тока $I = 0.1-1 \text{ mA}$ для того, чтобы можно было пренебречь возникающим при этом тепловыделением по сравнению с джоулевым теплом от микроволнового облучения. Регистрация самых медленных процессов с размером временной шкалы порядка 1-10 с проводилась в режиме однократного включения микроволновой

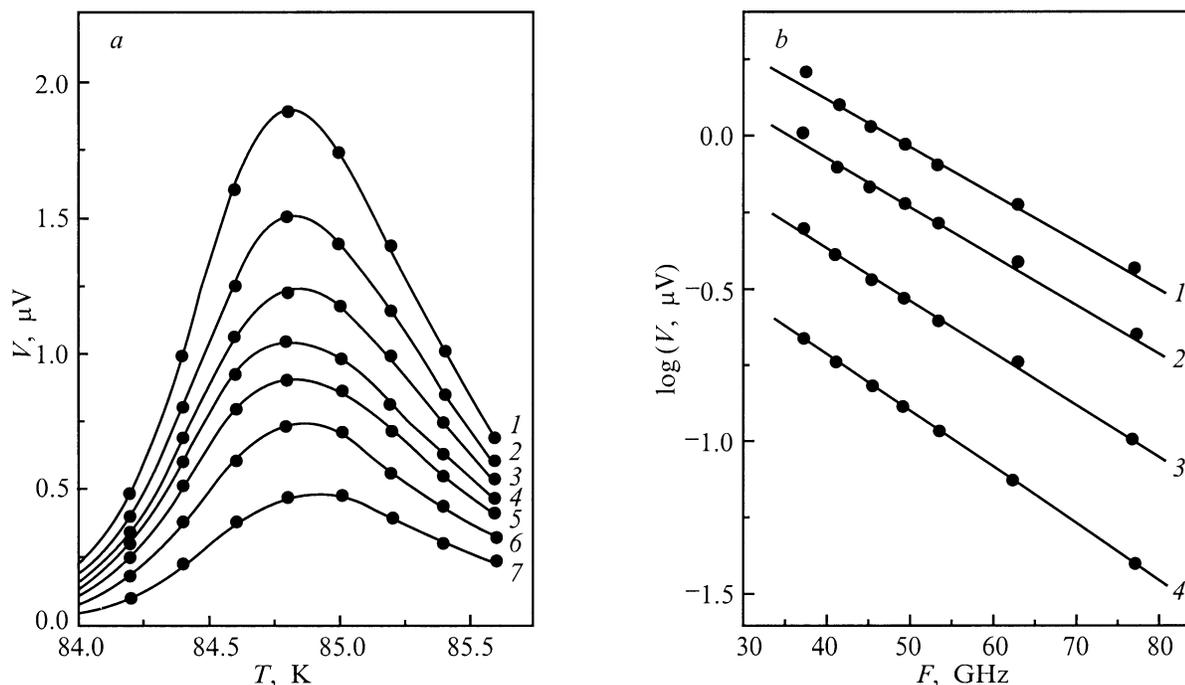


Рис. 4. Зависимость амплитуды быстродействующей части резистивного отклика пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{LaAlO}_3$ на микроволновую мощность от температуры (*a*) и от частоты микроволнового излучения (*b*). *a* — частота микроволнового излучения (GHz): 1 — 37.5; 2 — 41.5; 3 — 45.5; 4 — 49.5; 5 — 53.5; 6 — 63; 7 — 77. Измерительный ток $I = 1$ mA. Ослабление мощности аттенюатором для частоты $F = 37.5$ GHz равно -9 dB. Для остальных частот уровень мощности устанавливается таким, чтобы болометрическая часть резистивного отклика (рис. 3) оставалась неизменной. *b* — температура пленки (K): 1 — 84.6; 2 — 84.4; 3 — 84.2; 4 — 84.0.

мощности. При меньших размерах временной шкалы использовалась последовательность прямоугольных импульсов микроволновой мощности со скважностью 2. На рис. 3, *a* и *b* приведены наиболее информативные участки зависимости $R(t)$, зарегистрированные соответственно в режимах периодического и однократного воздействия мощности микроволн.

Природу переходного процесса, характеризующегося самой большой амплитудой ΔR_3 , постоянной времени $\tau_3 = 4.6$ s (рис. 3, *b*) и выходом системы на стационарный режим, легко установить, изменяя тепловое сопротивление на границе подложка–термостат (R_{st}). При неплотном точечном приклеивании подложки к поверхности термостата R_{st} сильно зависит от давления теплообменного газа. Так, с увеличением давления газообразного гелия величины ΔR_3 и τ_3 падают.

Резистивный отклик (РО) пленки, приведенный на рис. 3, *a*, от давления теплообменного газа не зависит, т.е. он может быть связан или с электродинамикой пленки, или с процессом теплообмена внутри системы пленка–подложка. По структуре РО содержит, по крайней мере, две составляющие с примерно равными амплитудами и сильно различающимися временами релаксации. Быстродействующая составляющая РО фактически воспроизводит форму исходного прямоугольного импульса микроволновой мощности. Температурная зависимость его амплитуды приведена на рис. 4, *a*. Максимум этой зависимости сдвинут в область низких темпе-

ратур по отношению к максимуму производной $R(T)$, что свидетельствует о неболометрической природе эффекта. Характерное время релаксации сверху мы оцениваем величиной 10^{-7} s, судя по фронту нарастания импульса РО на осциллографе, и снизу — величиной $2.5 \cdot 10^{-12}$ s. Последняя оценка сделана на основании обнаруженной нами экспоненциальной зависимости амплитуды быстродействующего РО по отношению к амплитуде перепада температур на границе подложка–термостат ΔT_3 с повышением частоты микроволн в диапазоне 38–78 GHz (рис. 4, *b*). Однозначное установление природы быстродействующей части РО выходит за рамки статьи, а обсуждение возможных физических механизмов этого явления можно найти в ряде работ (см., например, [11]). Вторая составляющая РО на рис. 3, *a* с характерным масштабом времени τ_2 порядка 10^{-3} s обусловлена распространением теплового потока в подложке. В этом легко убедиться, например, изменяя ее толщину.

Для анализа временной структуры формы болометрического РО проведем теоретическое исследование временной функции температуры пленки.

2. Функция $T_f(t)$. Теория

Запишем систему уравнений, описывающих распространение параллельного потока тепла в системе пленка–подложка–термостат с внутренним источником

тепла в пленке и постоянной температурой термостата T_0

$$c_f \rho_f V_f (\partial T_f / \partial t) = -S \lambda_{fs} (T_f - T_s(x=0, t)) + P_j(T), \quad (1)$$

$$c_s \rho_s (\partial T_s / \partial t) = \lambda_s \partial^2 T_s / \partial x^2. \quad (2)$$

Здесь c_f и c_s — удельная теплоемкость материала пленки и подложки соответственно, ρ_f и ρ_s — удельная плотность материала пленки и подложки, V_f — объем пленки, теплопроводность границы пленка–подложка $\lambda_{fs} = (R_{fs}S)^{-1}$.

Начальное и граничные условия имеют вид

$$T_f = T_s = T_0, \quad t = 0, \quad (3)$$

$$\lambda_s (\partial T_s / \partial x) = \lambda_{fs} (T_f - T_s(0)), \quad x = 0, \quad (4)$$

$$\lambda_s (\partial T_s / \partial x) = \lambda_{st} (T_s(D) - T_0), \quad x = D. \quad (5)$$

Мы приняли, что ось x направлена перпендикулярно плоскости пленки. Точка $x = 0$ выбрана нами на границе пленка–подложка. Точка $x = D$ соответствует границе подложка–термостат. Градиентом температуры в пленке пренебрегаем, а теплопроводность границ раздела $\lambda_{fs} = (R_{fs}S)^{-1}$ в точке $x = 0$ и $\lambda_{st} = (R_{st}S)^{-1}$ в точке $x = D$ при данной T_0 считаем константами по T (мы предполагаем случай малых изменений температуры: $(T_f - T_0) \ll T_0$). Мы не рассматриваем также эффекты неустойчивости из-за саморазогрева пленочной структуры, которые могут возникать вследствие резкой зависимости $P_j(T) = \alpha(T)P_{\mu w} + I^2 R$ (α — коэффициент поглощения микроволн) [12].

При слабой, линеаризуемой на малом участке ΔT , зависимости

$$P_j(T) = I^2 [R(T_0) + (\partial R / \partial T) \Delta T] + P_{\mu w} [\alpha(T_0) + (\partial \alpha / \partial T) \Delta T],$$

когда качественного изменения процесса установления температуры не происходит, количественно это приводит к поправке для коэффициента теплопроводности в виде [1]

$$\lambda_{fs}^* = \lambda_{fs}(T) - \frac{1}{S} (I^2 \partial R / \partial T + P_{\mu w} \partial \alpha / \partial T). \quad (6)$$

На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе приведена зависимость температуры пленки от времени, полученная путем численности решения системы уравнений (1)–(5). Данные параметров соответствуют структуре с пленкой $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ на подложке $LaAlO_3$ при $T = 90$ К [1,3,12–14]. Толщина пленки и подложки: $l = 1.7 \cdot 10^{-7}$ и $D = 4 \cdot 10^{-4}$ м, теплопроводность границ пленка–подложка и подложка–термостат: $\lambda_{fs} = 10^7$ и $\lambda_{st} = 130$ W/m²K, удельная теплопроводность подложки $\lambda_s = 18.14$ W/mK, удельная теплоемкость и плотность материалов пленки и подложки: $c_f = 181.3$ J/kgK, $\rho_f = 6.3 \cdot 10^3$ kg/m³ и $c_s = 163.4$ J/kgK, $\rho_s = 6.51 \cdot 10^3$ kg/m³.

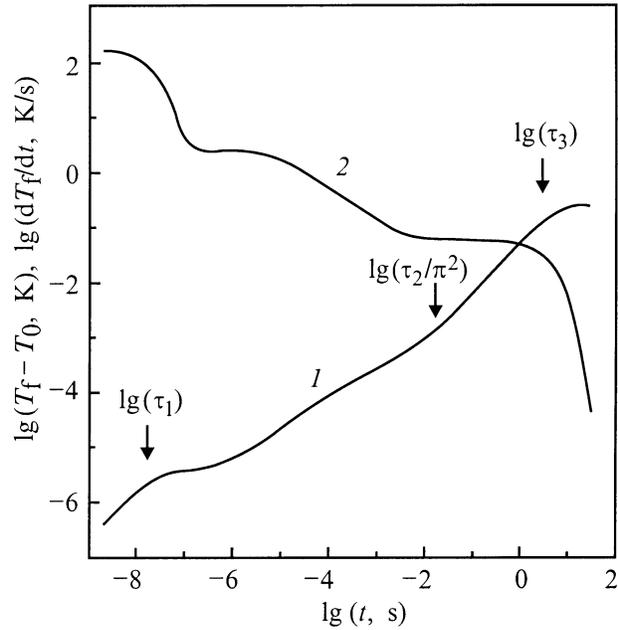


Рис. 5. Временная функция температуры пленки $(T_f(t) - T_0)$ (1) и ее производная по времени (2), полученные путем численного решения уравнений (1), (2) с начальными и граничными условиями (3–5) и параметрами, соответствующими структуре $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}/LaAlO_3$ при $T = 90$ К в двойном логарифмическом масштабе.

Процесс установления стационарного неравновесного состояния, при котором температура пленки не будет зависеть от времени, происходит в несколько стадий, характеризующихся существенно различной скоростью изменения функции $T_f(t) - T_0$ (рис. 5).

В момент включения источника тепла ($t = 0$) нагревание пленки происходит с максимальной скоростью $\partial T_f / \partial t = P_j / C_f$, определяемой величиной джоулевой мощности P_j и теплоемкостью пленки $C_f = c_f \rho_f V_f$.

С ростом температуры пленки возникает тепловой поток в подложку, и скорость нагрева пленки резко уменьшается. В идеализированном случае, когда подложка обладает бесконечной теплоемкостью, за характерный масштаб времени $5\tau_1$ ($\tau_1 = R_{fs}C_f$) на границе пленка–подложка с точностью около 0.6% установится разность температур $\Delta T_1 = P_j \cdot R_{fs}$. Соответствующая зависимость

$$T_f(t) - T_0 = \Delta T_1 (1 - \exp(-t/\tau_1)) \quad (7)$$

в линейном масштабе времени приведена на кривой 2 рис. 6, а. Кривая 1 на этом рисунке построена с учетом конечной теплоемкости подложки, т.е. является частью кривой $T_f(t)$ на рис. 5. Как видно, при временах $t < 2\tau_1$ кривые 1 и 2 совпадают с большой точностью. При $t = 5\tau_1$, из-за того что кривая 1 не выходит на стационарный режим, возникает различие, которое в данном случае составляет около 6%. Скорость нагрева пленки в промежуток времени от $t = 5\tau_1$ примерно до $50\tau_1$

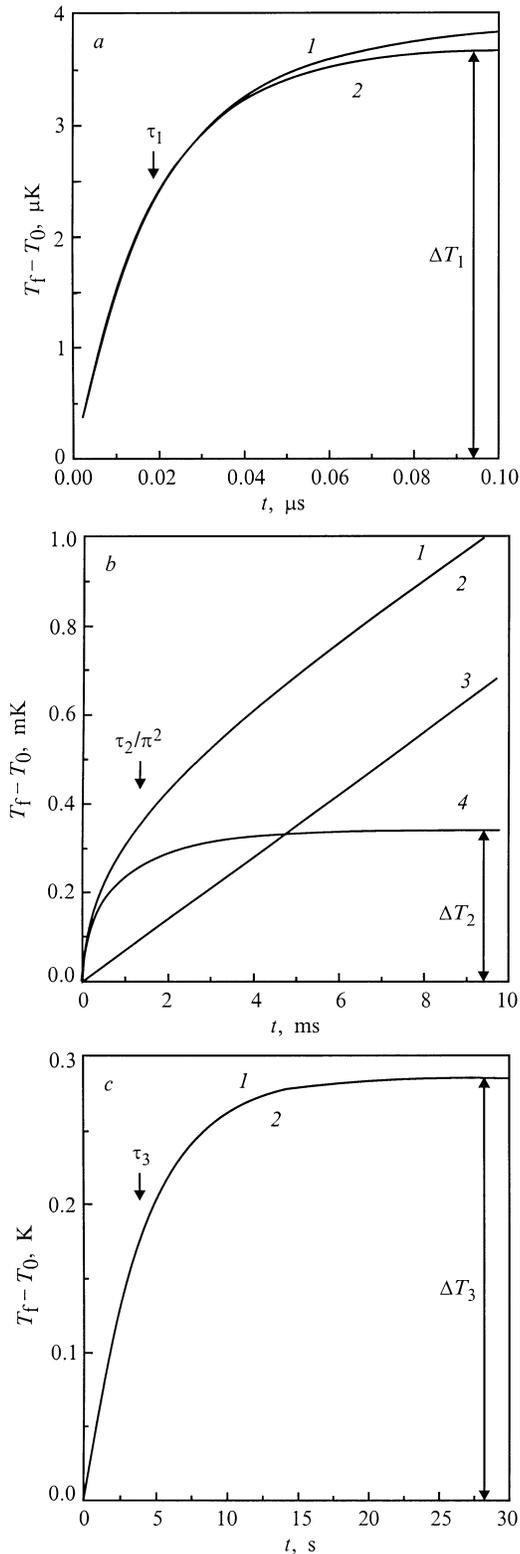


Рис. 6. Временная функция температуры пленки ($T_f(t) - T_0$) в линейном масштабе времени с размером шкал порядка времен релаксации теплового потока: на границе пленка–подложка (τ_1) (a); на толщине подложки (τ_2) (b); на границе подложка–термостат (τ_3) (c). 1 — численное решение уравнений (1), (2); 2 — расчет по формулам для идеализированных процессов: a — (7); b — (8); c — (9). 3 и 4 на рис. 6, b соответствуют линейному и насыщающемуся членам зависимости (8).

остается постоянной. Это хорошо видно по поведению $\partial T_f / \partial t$ (кривая 2 на рис. 5).

Следующий этап снижения скорости нагрева пленки связан с распространением тепла в глубину подложки. В случае теплоизолированной границы подложка–термостат временной масштаб установления стационарного теплового потока в подложке определяется τ_2 / π^2 , а амплитуда разности температур, возникающая на толщине подложки, $\Delta T_2 = P_j D / 3S\lambda_s = P_j R_s / 3$ (см. [15]). Зависимости $T_f(t)$ в линейном масштабе времени для двух случаев, соответствующих теплоизолированной границе [15]

$$T_s(0, t) = T_0 + \frac{P_j t}{c_s \rho_s V_s} + \Delta T_2 \left(1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-n^2 \pi^2 \frac{t}{\tau_2}\right) \right) \quad (8)$$

и теплопроводящей границе подложка–термостат, приведены на рис. 6, b. В данном случае обе кривые полностью совпадают. Вид зависимости $T_s(t) - T_0$ в масштабе времени порядка τ_2 / π^2 представляет собой сумму двух функций, соответствующих: 1) установлению разности температур ΔT_2 на толщине подложки при достижении тепловым потоком границы подложка–термостат и 2) повышению средней температуры подложки. Первая функция насыщается, а вторая является линейно-возрастающей с наклоном $\partial T / \partial t = P_j / (C_s + C_f)$. Продолжительность линейного участка по времени определяется теплопроводностью границы подложка–термостат, которая в свою очередь определяет масштаб времени τ_3 выхода системы на стационарный режим. В случае, когда тепловое сопротивление границы подложка–термостат много больше теплового сопротивления подложки (это всегда можно реализовать в эксперименте) и градиентом температуры в подложке можно пренебречь по сравнению с разностью между средней температурой подложки и термостатом при установившемся тепловом потоке (т.е. рассматривать нагрев структуры как целого), постоянная времени $\tau_3 = R_{st}(C_s + C_f)$, а амплитуда разности температур на границе подложка–термостат — $\Delta T_3 = P_j P_{st}$. Соответствующая зависимость

$$T_f(t) - T_0 = \Delta T_3 (1 - \exp(t / \tau_3)) \quad (9)$$

в линейном масштабе приведена на рис. 6, c. При размере временной шкалы порядка τ_3 она полностью совпадает с зависимостью $T_f(t) - T_0$, рассчитанной из уравнений (1), (2). Последнее обстоятельство обусловлено тем, что для данной структуры YBCO/LaAlO₃, как и для многих других, выполняется строгое неравенство $\tau_1 \ll \tau_2 \ll \tau_3$ и $\Delta T_1 \ll \Delta T_2 \ll \Delta T_3$, а точность рисунка с линейным масштабом шкал не позволяет разрешить величину ΔT_2 на уровне ΔT_3 . Данные по ΔT_1 и τ_1 , рассчитанные для структур из YBCO-пленок, нанесенных на некоторые распространенные подложки, приведены в таблице.

Постоянные времена τ_i и амплитуды температуры T_i ($i = 1-3$), рассчитанные для структур YBCO-пленок толщиной $1.7 \cdot 10^{-7}$ м на подложках с размером $9 \cdot 3 \cdot 0.5$ мм³

Материал подложки (T_0)	c_s J/kg · K	ρ_s kg/m ³	λ_s W/m ² · K	λ_{fs} W/m · K	λ_{st} W/m · K	τ_1 ns	τ_2 ms	τ_3 s	ΔT_1 μK	ΔT_2 mK	ΔT_3 K
LaAlO ₃ (90 K)	163.4	6520	18.14	10 ⁷	130	19.4	14.7	4.10	3.70	1.02	0.29
	—	—	—	10 ⁶	—	194	—	—	37	—	—
	—	—	—	10 ⁵	—	1940	—	—	370	—	—
Al ₂ O ₃ (90 K)	94.4	3980	700	10 ⁷	—	19.4	0.13	1.45	3.70	0.03	—
SrTiO ₃ (90 K)	212	6400	4.50	—	—	—	75.4	0.29	3.70	4.12	—
MgO (300 K)	1160	3580	58.6	—	—	21.5	5.39	4.86	3.70	0.32	—

Примечание. В расчете использованы значения параметров: $c_f = 181.3$ J/kgK при $T = 90$ K [16] и $c_f = 352.9$ J/kgK при $T = 300$ K [17]. Данные для c_s и λ_s взяты из [16], для λ_{fs} — из [5].

Если τ_3 намного превышает время релаксации тепла в подложке в поперечном и в продольном направлениях, то соотношение $\Delta T_3 = P_j R_{st}$ можно использовать для нормировки величины джоулевой мощности. Речь идет о нормировании $P_j = \alpha P_{\mu w}$ по эквивалентному нагреву пленочной структуры на величину ΔT_3 постоянным током с учетом тепловыделения на токовых контактах $P_j = I^2(R + R_c)$, где R и R_c — электросопротивление пленки и токовых контактов.

Отметим особенность применения режима последовательности прямоугольных импульсов мощности длительностью t_0 и периодом $2t_0$. В этом случае происходит периодический нагрев и охлаждение пленки и, управляя длительностью, можно изучить любой участок кривой $T_f(t)$. Однако прямого соответствия с зависимостями, полученными путем однократного включения мощности, не будет. Если длительность импульсов выбрана равной $5\tau_1$, то, как отмечалось выше, за такой промежуток времени при условии, что подложка является идеальным термостатом, пленка успевает нагреться до температуры, равной амплитудному значению с точностью около 0.6%, достаточной для обычных экспериментальных измерений. За время отсутствия импульса пленка с такой же точностью будет охлаждаться до температуры подложки по закону $\Delta T_1 \exp(-t_0/\tau_1)$. Поскольку реальная подложка обладает конечной теплоемкостью, то амплитуда изменения температуры пленки будет несколько больше, но такой же, как и при использовании однократного включения мощности. Минимальная температура пленки, на фоне которой происходят периодические изменения, будет отличаться от температуры термостата и будет больше на величину $(\Delta T_2 + \Delta T_3)/2$. Множитель $1/2$ появляется из-за перенормировки средней по времени мощности с учетом коэффициента заполнения импульсов. Естественно, имеется в виду, что регистрация переменной составляющей температуры осуществляется после достаточно долгого воздействия импульсной мощности на пленку ($t \gg \tau_3$).

Аналогичным образом, выбирая длительность импульсов t_0 , равную $5\tau_2$, мы реализуем нестационарный режим,

удобный для регистрации изменения температуры пленки в результате установления разности температур на толщине подложки. При этом амплитуда периодического изменения температуры пленки будет такой же, как и в случае однократного импульса нагрева, а минимальная температура будет равна $T_0 + \Delta T_3/2$.

3. Обработка экспериментальных зависимостей

На рис. 3, *b* точками приведена временная зависимость электрического сопротивления пленки при температуре термостата $T_0 = 85$ K, записанная в режиме однократного включения микроволновой мощности в момент времени $t = 0$. Сплошная кривая этого рисунка соответствует зависимости

$$R(t, T_0) = R(0, T_0) + (\partial R / \partial T) \Delta T_3 (1 - \exp(-t/\tau_3)), \quad (10)$$

где $R(0, T_0) = 5.15 \Omega$, $\partial R / \partial T = 9.81 \Omega/K$, $\Delta T_3 = 0.376$ K и $\tau_3 = 4.6$ s. Значение $\partial R / \partial T$ взято, исходя из простейшей линейной аппроксимации соответствующего участка зависимости $R(T)$. С учетом величины выделяемой в пленке джоулевой мощности при микроволновом облучении, нормированной по мощности тока $P_j = I^2(R + R_c)$, равной $1.09 \cdot 10^{-3}$ W, получаем значение теплового сопротивления границы подложка-термостат $R_{st} = \Delta T_3 / P_j = 338$ K/W и суммарную теплоемкость пленки и подложки $C_f + C_s = \tau_3 / R_{st} = 1.36 \cdot 10^{-2}$ J/K. Отметим, что здесь R — сопротивление всей пленки, а не ее части между потенциальными контактами.

Болометрическая часть РО на рис. 3, *a* (см. рис. 7) аппроксимируется суммой линейной функции с наклоном $\partial R / \partial t = 0.19 \Omega/s$ и насыщающейся функции, соответствующей соотношению (8), $\Delta T_2^* \partial R / \partial T = 0.9 \Omega$, $\tau_2 = 13.6$ ms. Принимая $\partial R / \partial T = 2.68 \Omega/K$ при $T_0 = 84.1$ K, находим: $\partial T / \partial t = 7.08 \cdot 10^{-2}$ K/s и $\Delta T_2 = 3.37 \cdot 10^{-4}$ K. Отметим, что временной

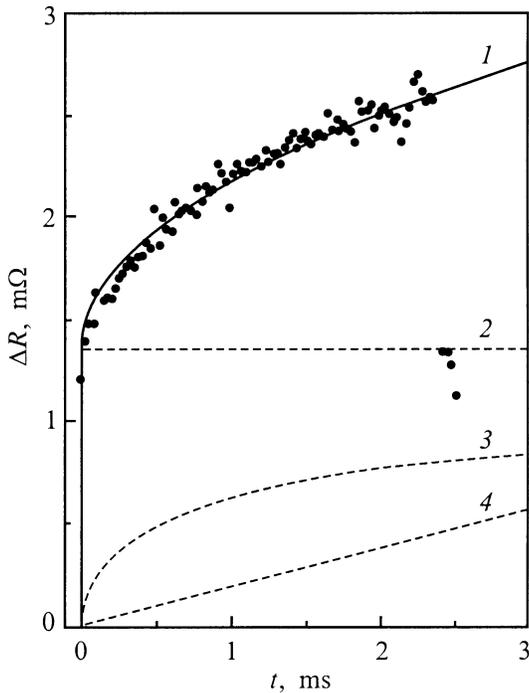


Рис. 7. Результат приближения (1) экспериментальной зависимости $R(t)$ (точки) суммой трех функций: постоянной — 2, насыщающейся — 3 и линейной — 4. 3 — соответствует расчету насыщающейся части функции $R(t) = T_f(t) \partial R / \partial T$, где в качестве $T_f(t)$ использован третий член в соотношении (8) с параметрами: $\tau_2 = 13.6$ ms, $\partial R / \partial T = 2.68$ Ω/K , $\Delta T_2(\partial R / \partial T) = 2.7$ m Ω .

масштаб насыщающейся функции в соотношении (8) определяется величиной τ_2 / π^2 и именно ему соответствует по порядку величины длительность импульсов мощности, а минимальная температура пленки при $T_0 = 84.1$ K равна $T_f = T_0 + \Delta T_3 / 2 = 84.29$ K. Нормируя величину джоулевой мощности при $T_0 = 84.1$ K ($P_j = 0.96 \cdot 10^{-3}$ W), получаем: $R_s = 3\Delta T_2 / P_j = 1.06$ K/W и $C_s = P_j / (\partial T / \partial t) = 1.34 \cdot 10^{-2}$ J/K. Отсюда коэффициенты удельной теплопроводности и теплоемкости подложки соответственно равны: $\lambda_s = 17.47$ W/m K и $c_s = 152.2$ J/kgK. По величине они хорошо согласуются с данными работы [13].

Таким образом, временные зависимости, соответствующие установлению теплового равновесия на толщине подложки и в системе в целом, легко регистрируются с помощью стандартного экспериментального оборудования и надежно идентифицируются. Отметим, что поскольку в данном методе из большого количества экспериментальных точек (кривой) определяются только два параметра, то тщательная оптимизация приемного тракта с целью устранения шумов фактически не требуется.

Для измерения предложенным методом теплового сопротивления на границе раздела пленка–подложка необходима более быстрая действующая техника. Это относится к регистрирующему устройству, которое должно

записывать кривые в масштабе времени порядка 10^{-8} s и к микроволновому генератору, который должен обеспечивать фронт нарастания импульса при манипуляции мощностью с длительностью 10^{-9} s. Пример исследования R_{fs} с помощью импульсной техники оптического диапазона можно найти в [18].

Развитый выше метод совместно с программой машинного расчета пригоден для проведения быстрых измерений и может быть полезен для системного анализа пленочных структур. Методика в целом может быть использована для отделения вклада прямых тепловых эффектов при исследовании электродинамических явлений в полупроводниковых и металлических пленках, а также явлений вихрединамики в сверхпроводящих пленках.

Список литературы

- [1] Z.M. Zhang, A. Frenkel. *Journal of Superconductivity* **7**, 871 (1994).
- [2] C.G. Levey, S. Etemad, A. Inam. *Appl. Phys. Lett.* **60**, 126 (1992).
- [3] M. Nahum, S. Verghese, P.L. Richards. *K. Char. Appl. Phys. Lett.* **59**, 2034 (1991).
- [4] C.D. Marshall, A. Tokmakoff, I.M. Fishman, C.B. Eom, J.M. Phillips, M.P. Fayer. *J. Appl. Phys.* **73**, 850 (1993).
- [5] О.В. Матюнина, А.В. Погребняков. *Письма в ЖТФ* **23**, 56 (1997).
- [6] В.Л. Прозоровский. Ю.М. Николаенко. А.с. SU 1319000 МКИ³ G 05 D 23/19. Оpubл. 23.06.87 бюл. № 23.
- [7] J.H. Xu, B.M. Moon, I.L. Zhou, K.V. Rao, G.G. Zhang. *Proc. ICMAS-92, Paris* (1992). P. 117.
- [8] S.N. Artemenko, Yu.I. Latyshev. *Modern Phys. Lett.* **B6**, 367 (1992).
- [9] C. Dekker, R.H. Koch, B. Oh, A. Gupta. *Physica* **C185–189**, 1799 (1991).
- [10] E.K. Moser, W.J. Towasch, M.J. McClorey, J.K. Furdyna, M.W. Coffey. *Phys. Rev.* **B49**, 4199 (1994).
- [11] E.M. Gershenzon, M.E. Gershenzon, G.N. Gol'tsman, A.D. Semenov, A.V. Sergeev. *IEEE transactions on magnetics* **27**, 2 (1991).
- [12] Ю.Д. Варламов, А.Н. Волков, М.Р. Предтеченский, А.Н. Смаль, А.В. Турбин. *Сверхпроводимость* **5**, 1736 (1992).
- [13] Peter C. Michael, John U. Trefny, Baki Yarar. *J. Appl. Phys.* **72**, 1 (1992).
- [14] И.Г. Кожевников, Л.А. Новицкий. *Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Машиностроение, М.* (1982). 328 с.
- [15] Г. Карслоу, Д. Егер. *Теплопроводность твердых тел. ГИФМЛ–Наука, М.* (1964). 487 с.
- [16] M.B. Salamon, S.E. Inderhees, J.P. Rice, B.C. Pazol, D.M. Ginsberg, N. Goldenfeld. *Phys. Rev.* **B33**, 885 (1988).
- [17] A. Jung, A. Bezingem, D. Cattani, M. Decroux, D. Eckert, M. Francois, A. Hewat, J. Muller, K. Yvon. *Helvetica Physica Acta* **61**, 460 (1988).
- [18] А.Ю. Клоков, Т.И. Галкина, А.Ф. Плотников. *ФТТ* **40**, 191 (1998).