

ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ СИНИС-БОЛОМЕТРА НА ЧАСТОТЕ 350 ГГц

С. А. Лемзяков^{a,b}, М. А. Тарасов^c, В. С. Эдельман^{a}*

*^a Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

*^b Московский физико-технический институт (государственный университет)
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*^c Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 февраля 2018 г.

Измерена постоянная времени оптического отклика приемника излучения 350 ГГц на базе интегрированной в планарную логопериодическую антенну туннельной структуры сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник с подвешенным нормальным мостиком. Переходные характеристики приемника регистрировались при облучении быстрым криогенным чернотельным источником со временем нарастания порядка микросекунд. Для этого на источник излучения, имеющий малую теплоемкость, подавался короткий мощный импульс нагрева излучающей нихромовой пленки. Измеренное время отклика составило 1.8 ± 0.5 мкс при электронной температуре болометра 0.17 К, при этом потенциально достижима чувствительность приема на уровне 10^{-17} – 10^{-18} Вт/Гц^{1/2}.

DOI: 10.7868/S0044451018060147

1. ВВЕДЕНИЕ

Планарные болометры на базе туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (СИНИС), имеющие абсорберы излучения из нормального металла объемом 0.1–1 мкм³ и соответственно низкую теплоемкость 10^{-17} – 10^{-18} Дж/К при температурах 0.1–0.2 К, как ожидается, должны иметь высокую чувствительность и короткое время отклика. Постоянная времени определяется как теплоемкостью, так и временем термализации за счет электрон–электронного и электрон–фононного взаимодействий возбужденных электронов порядка 0.01–1 мкс [1, 2]. И теплоемкость, и релаксация возбуждений пропорциональны объему абсорбера. Знание потенциально малой, но экспериментально пока не измеренной постоянной времени болометров СИНИС важно для лучшего понимания физических процессов в туннельных структурах в

поле излучения с энергией квантов много большей температуры.

Для технических применений в таких областях, как радиоастрономия, зондирование Земли со спутников, в экологии, время отклика позволяет оценить быстродействие приемника излучения и возможность частотного мультиплексирования многопиксельных систем. Ожидаемые времена установления отклика СИНИС-болометров на три–четыре порядка меньше, чем у широко используемых для подобных целей болометров на краю сверхпроводящего перехода (TES) с постоянной времени в единицы миллисекунд [3].

Ранее при исследовании СИНИС-термометра с абсорбером гораздо большего объема, 4.5 мкм³, при нагреве или охлаждении подачей импульса тока смещения туннельного перехода при температуре ванны 270 мК было получено время отклика на уровне 1.2 мкс [4]. Существенно большее время отклика порядка 100 мкс было измерено для НИС-термометра в мегагерцевом диапазоне [5]. Первые результаты по прямому измерению времени установления оптического отклика СИНИС-болометров терагерцевого излучения изложены в докладе [6]. Другие публикации на эту тему нам не известны. Далее мы подроб-

* E-mail: edelman@kapitza.ras.ru



20 мкм

Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение болометра, интегрированного в логопериодическую антенну

но опишем попытку оценить динамику оптического отклика СИНИС-болометров при их облучении импульсным тепловым излучением с коротким фронтом.

2. ИЗМЕРЕНИЯ ОТКЛИКА НА ПОСТОЯННУЮ МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

В описываемых экспериментах изучался СИНИС-болометр с подвешенным медным абсорбером [7], интегрированный в логопериодическую антенну из пленки золота, рассчитанную на прием излучения с центральной частотой 350 ГГц, рис. 1. Две половинки антенны соединялись СИНИС-переходом. Его сверхпроводящие электроды толщиной 100 нм были выполнены из алюминия, барьерный слой — окись алюминия, нормальный элемент изготовлен из меди. Его размеры: туннельные переходы $2 \times 1 \text{ мкм}^2$, соединяющая их подвешенная полоска $4 \times 1 \text{ мкм}^2$, толщина слоя 30 нм. Объем нормального металла 0.24 мкм^3 .

Вольт-амперные характеристики СИНИС-болометра регистрировались в режиме задания медленно меняющегося тока смещения I . При этом выходное напряжение ЦАП, задающего управляющее напряжение, симметричное относительно земли, подавалось на СИНИС через резисторы номиналом 1–10 ГОм по скрученной паре проводов. Чтобы уменьшить влияние тепловых шумов при комнатной температуре, дополнительно в цепь последовательно включались резисторы номиналом около 1 МОм, охлажденные до температуры примерно 0.4–0.5 К. Падение напряжения U на СИНИС через скручен-

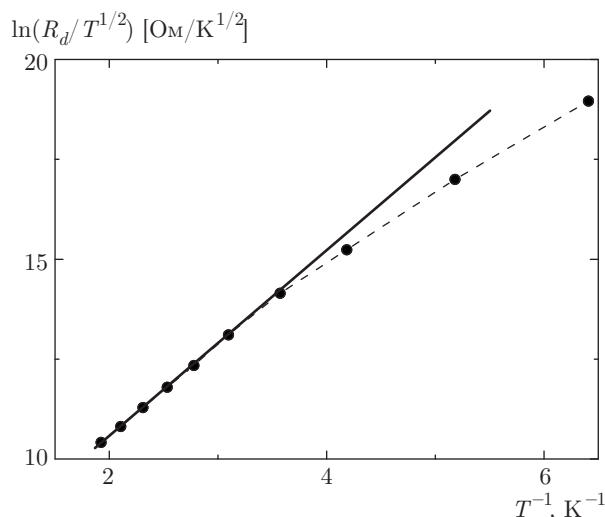


Рис. 2. Зависимость динамического сопротивления R_d ($U = 0$) СИНИС-структуры от обратной температуры

ную пару проводов поступало на вход малошумящего предварительного усилителя при комнатной температуре.

Использовалась система сбора данных на основе компьютера и многофункционального устройства ввода-вывода NI-6289 USB. Ток I задавался 16-разрядным ЦАП. Выходное напряжение усилителя преобразовывалось 16-разрядным АЦП. Дифференциальное сопротивление $R_d = dU/dI$ определялось численным дифференцированием вольт-амперных характеристик. Измерения проводились с использованием погружного криостата растворения [8], в котором образцы размещаются внутри экрана с температурой 0.4–0.5 К наверху прибора на держателе, охлаждаемом до температуры ниже 0.1 К. Температура держателя образцов измерялась термометром LakeShore на основе RuO_2 -резистора.

В интервале около $0.25 \text{ К} < T < 0.5 \text{ К}$ измеренные вольт-амперные характеристики удовлетворительно описывались известным выражением для тока одноэлектронного туннелирования [9, 10]:

$$I(U, T) = \frac{1}{eR_n} \sqrt{2\pi kT \Delta_c} \exp\left(-\frac{\Delta_c}{kT}\right) \text{sh} \frac{eU}{kT}. \quad (1)$$

Согласно этой формуле $\ln(R_d(U = 0)/T^{1/2})$ линейно зависит от $1/T$, что согласуется с экспериментом; см. рис. 2. Наклон прямой определяет значение сверхпроводящей щели Δ_c , равное $\Delta_c/k = 2.26 \pm 0.05 \text{ К}$, $\Delta_c/e = 195 \text{ мкВ}$ (k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона). При понижении температуры при экспоненциальном уменьшении одночастичной туннельной проводимости суще-

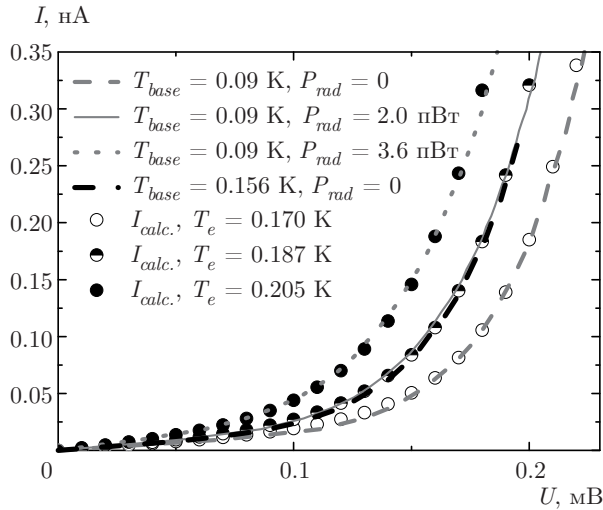


Рис. 3. Влияние на ток болометра облучения со средней частотой 340 ГГц. Линии — эксперимент, I_{calc} (символы) — сумма андреевского тока и одноэлектронного расчетного тока при разных температурах и мощностях облучения

ственную роль начинают играть андреевская проводимость и нагрев из-за просачивания излучения из комнаты и от теплых частей прибора. Роль перегрева возрастает из-за ухудшения отвода энергии от нормальных электронов. Соответственно, вольт-амперная характеристика приобретает более сложный вид, см. рис. 3.

При напряжении $U < 0.1$ мВ ток практически полностью определяется андреевским вкладом $I_A = I_n + I_s$. Ток I_n обязан интерференции пар, испытывающих андреевское отражение на границе сверхпроводник–нормальный металл, в объеме нормального металла, ток I_s — интерференции в объеме сверхпроводника [11]. Как и в работе [12], его значение мы вычисляли по формуле, относящейся к одиночному СИН-переходу, обобщающей аналогичную формулу из работы [11]:

$$I_n + I_s = K_n \operatorname{th} \left(\frac{eU}{2kT_{eff}} \right) + K_s \frac{eU/\Delta_c}{\sqrt{1 - (eU/\Delta_c)^2}}. \quad (2)$$

Чтобы сопоставить эту зависимость с экспериментом, в эту формулу для СИНИС-перехода надо подставить половинное напряжение и подбирать три параметра — множители K_n , K_s и эффективную температуру T_{eff} . Оказалось, что вклад I_n сравнительно невелик, $K_n/K_s \sim 0.04$. При этом $K_n \approx 0.0012 \text{ нА}^{-1}$. Это значительно меньше, чем было получено в работе [12], и коррелирует с тем, что нормальное сопротивление перехода R_n на порядок больше, чем для структур, исследованных нами ра-

нее, т. е. с меньшей прозрачностью туннельного барьера. Что касается тока I_s , то в работе [12] отмечено, что он всегда на один–два порядка превышает теоретические предсказания работы [11]. Для обсуждаемой здесь структуры это различие составляет уже три порядка. Возможно, здесь действует какой-то другой механизм, отличный от рассмотренного в работе [11]. Например, ток I_s может быть связан с эффектом близости между подводящими ток к структуре дорожками из нормального металла и сверхпроводником, обсуждавшимся в работе [7]. К сожалению, нам не известны работы, в которых теоретически рассмотрен такой механизм.

При обсуждении подщелевой проводимости СИН-структур часто рассматривается дополнительный ток, обязанный размытию спектра возбуждений сверхпроводника. Он описывается подгоночным параметром Дайнса (Dynes) γ и, соответственно, подстановкой вместо Δ_c значения $\Delta_c(1 + i\gamma)$. Выражение для этого тока имеет вид [9]

$$I_{Dy} = \frac{\gamma U/R_n}{\sqrt{1 - (eU/\Delta_c)^2}}. \quad (3)$$

Как видно, качественное отличие этой формулы от выражения для I_s из формулы (2) — из единицы под знаком корня вычитается квадрат, а не первая степень от напряжения. Как показано в работе [11], из-за этого формула Дайнса хуже описывает подщелевой дополнительный ток. Однако в рассматриваемом сейчас случае это различие невелико и различие суммарных токов при использовании этих подходов не превышает пары процентов.

Согласно рис. 3, можно сделать вывод, что электронная температура T_e болометра заметно превышает температуру подложки $T = 0.09$ К. По-видимому, это связано с паразитным просачиванием высокочастотных сигналов из внешнего окружения к болометру [13].

Для измерения оптического отклика был использован тепловой источник излучения, размещенный внутри криостата вблизи от болометра. Излучателем служила тонкая пленка нихрома на прямоугольной подложке из кремния. С боков на нихром нанесены золотые контактные площадки для выравнивания распределения тока по пленке. Он был подвешен на манганиновых проводах, электрически изолированных от медного основания с температурой 0.5 К. Подвес обеспечивал тепловую изоляцию от основания, и по проводам подавался ток, нагревающий пленку. При пропускании постоянного тока мощностью порядка десятков микроватт излучатель

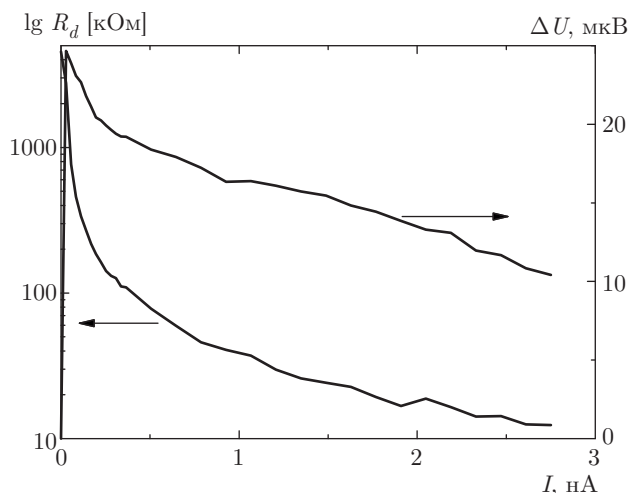


Рис. 4. Зависимость динамического сопротивления и отклика болометра от тока смещения. Температура подложки 0.1 К, мощность облучения 2 пВт

нагревался до $T = 10\text{--}15$ К. Температура излучателя контролировалась с точностью около 0.1–0.2 К термометром на основе RuO₂-резистора, приклеенного к подложке с тыльной стороны. Излучение теплового источника падало на болометр через диафрагму диаметром 7 мм и высотой 3 мм, с двух сторон закрытую сетчатыми фильтрами с пропусканием около 90–95% на центральной частоте около 350 ГГц и полосой пропускания сборки 70 ГГц. После фильтра излучение фокусировалось на болометры полусферической сапфировой линзой и кремниевой подложкой с болометрами, прижатой тыльной стороной к линзе. Мощность излучения рассчитывалась по формуле Планка для однододовой антенны с учетом пропускания фильтров в предположении, что излучатель — черное тело, диафрагма не ограничивает диаграмму направленности антенны и антенна согласована с поглотителем — полоской нормального металла [1]. Реально мощность, поглощаемая болометром, заведомо меньше. Так, сопротивление медного мостика, как это было измерено на тестовых образцах в работе [12], составило несколько Ом, что на порядок меньше согласованного сопротивления 50 Ом. Однако относительные значения мощности при разных температурах излучателя зависят только от точности измерения его температуры.

Влияние излучения на ВАХ демонстрирует рис. 3. Можно считать, что роль излучения сводится к нагреву электронной системы, что видно из сравнения с ВАХ, измеренной без облучения при более высокой температуре. (Отметим, что в

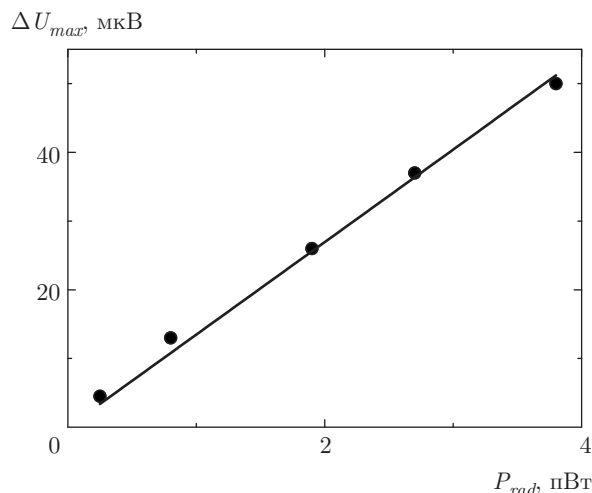


Рис. 5. Зависимость максимального отклика болометра от мощности облучения

этом случае перегрев электронов относительно подложки существенно меньше, чем при более низкой температуре.) Таким образом, нет заметного отклонения распределения электронов по энергиям от фермиевского, наблюдавшегося для структур с нормальным электродом, лежащим на подложке. Это приводило к быстрому уходу фононов, рождаемых энергичными электронами, и снижению тем самым степени размножения нагретых электронов [1, 14].

Отклик ΔU по напряжению на излучение с мощностью P_{rad} (рис. 4) определялся как разность двух ВАХ, см. рис. 3. Из подобных зависимостей определялся максимальный отклик при разных уровнях облучения, см. рис. 5. Информация, полученная при измерениях на постоянном токе, в дальнейшем использовалась при постановке и анализе экспериментов с импульсным облучением болометра.

3. ДИНАМИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

При исследовании динамических характеристик болометра использовались импульсы излучения с крутым фронтом, формируемые при нагреве источника с сапфировой подложкой площадью 2.35 см² и толщиной 0.34 мм. Ее теплоемкость при низких температурах равна $C_{sapphire} = 29T^3$ нДж/К [15]. Теплоемкость нихромовой и контактных золотых пленок толщиной менее 1 мкм намного меньше. При подаче электрического импульса мгновенной мощностью 1 Вт и длительностью 1 мкс (полная энергия 1 мкДж) источник нагревается примерно до 3.5 К, а затем сохраняет эту температуру в течение несколь-

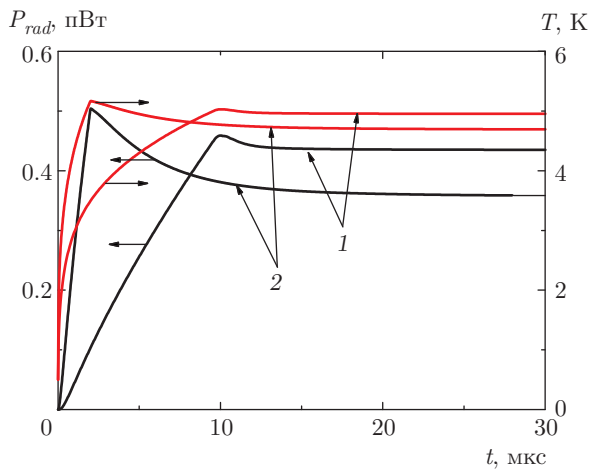


Рис. 6. Расчет изменения температуры T и мощности излучения P_{rad} при подаче на источник с сапфировой подложкой импульсов длительностью 10 мкс (1) и 2 мкс (2) и амплитудой соответственно 20 и 40 В в момент времени $t = 0$. Импульсная мощность, рассеиваемая в пленке нихрома, 0.19 и 0.75 Вт/см²

ких сотен миллисекунд благодаря хорошей теплоизоляции. Предварительные измерения с импульсным нагревом излучателей на кремнии показали, что время реакции термометра на основе RuO₂-резистора из-за его высокой теплоемкости [16, 17] и плохого теплового контакта превышает 200 мкс, и при измерении в импульсном режиме его использование бесполезно. Для оценки мощности излучения источника на сапфировой подложке в зависимости от рассеиваемой мощности на постоянном токе мы использовали сравнение отклика болометра с ранее измеренным откликом с источником на кремнии.

Когда нихромовая пленка нагревается импульсом тока, ее температура определяет мощность излучения. Чтобы оценить, как излучаемая мощность изменяется во времени, было проведено моделирование процесса теплопередачи в излучателе во время и после действия импульса нагрева током. Для этого методом конечных элементов решалось двумерное уравнение теплопроводности с коэффициентами, зависящими от температуры. Для удельной теплоемкости нихрома было использовано значение 0.253T мДж/г·К [18], а толщина пленки определена по ее сопротивлению. Оказалось, что результаты мало изменяются при изменении толщины на порядок. Для теплопроводности сапфира было принято значение $3.5T^3$ Вт/(м·К) [19]. Температурный скачок Капицы между пленкой и сапфиром при $T = 4$ К составляет менее 0.2 К и изменяется как T^{-3} . Для этой оценки мы использовали сопротивление Капицы на границе индий–сапфир [20], которое заведомо выше,

чем для границы нихром–сапфир. Исходя из этого, сопротивление Капицы при расчете не учитывалось. Примеры такого расчета приведены на рис. 6. В момент окончания импульса мощность излучения превышает установившееся значение и затем относительно медленно снижается по закону, близкому к экспоненциальному с постоянной времени около 4 мкс. Это связано с растеканием тепла из области нагрева в области под контактными площадками, покрытыми золотом, имеющими ширину 2–3 мм. В дальнейшем при обработке результатов измерений мы в каждом случае проводили аналогичные расчеты с учетом зарегистрированной формы импульсов нагрева.

При проведении экспериментов источник теплового излучения нагревался пропусканием импульсов тока с амплитудой в диапазоне 5–90 В, подаваемых от генератора импульсов через изолированный от земли вакуумно-плотный ввод и скрученную пару проводов, расположенную внутри криостата вдали от линий, соединяющих болометр с предусилителем, для того чтобы уменьшить уровень помех на его вход. Выходной сигнал предусилителя подавался на один из входов 2-канального осциллографа Tektronix TDS 1012B, работавшего в ждущем режиме. Для контроля формы импульсов нагрева и запуска регистрации сигналов они через делитель 1:10 или 1:100 подавались на второй вход осциллографа. Амплитуду этих импульсов пришлось уменьшать из-за того, что, как было установлено, между каналами осциллографа существует заметная паразитная связь и, попадая таким путем на болометр, электрический сигнал вызывает дополнительный нагрев абсорбера. Для уменьшения электрических импульсных помех, которые проникают в систему регистрации, минуя болометр, измерения были проделаны в режиме изменения знака тока смещения СИНИС $+I_{bias}/-I_{bias}$. Вычитая результаты при положительных и отрицательных напряжениях смещения, мы получали отклик на излучение. Складывая их, получали уровень помехи, который составлял в пересчете на вход предусилителя единицы микровольт и практически не влиял на результаты измерений оптического отклика. Для увеличения отношения сигнал/шум проводилось накопление и усреднение результатов до 1024 циклов. Период между циклами в зависимости от уровня нагрева излучателя составлял от 1 с до 5 с для обеспечения охлаждения источника между моментами подачи импульсов нагрева. Процесс измерений велся под контролем разработанной программы в среде LabView.

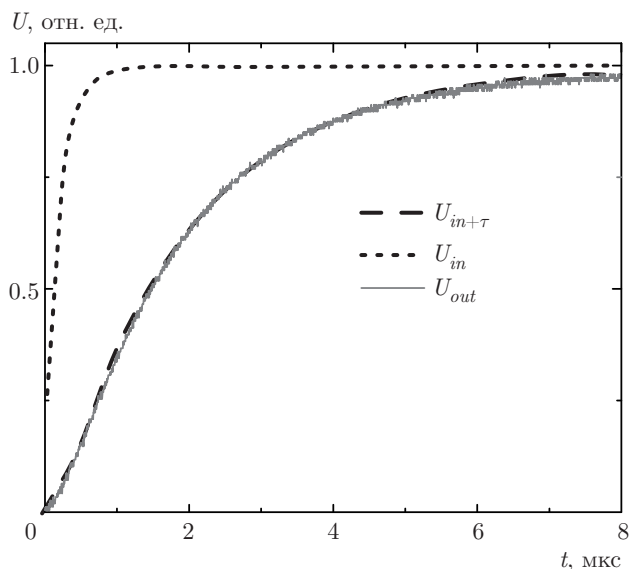


Рис. 7. Зависимость выходного сигнала (сплошная линия) от времени при подаче на вход напряжения фотодиода оптопары (точки) через сопротивление 14 кОм. Пунктир — экспонента с $\tau = 1.8$ мкс

При приеме импульсного сигнала необходимо знать как постоянную времени τ_{ampl} предусилителя, так и τ_{RC} витых пар, передающих к нему напряжение от болометра. Их измеренная емкость $C = 80\text{--}100$ пФ, и при динамическом сопротивлении болометра в рабочей точке порядка десятка–сотни кОм постоянная времени цепи оказывается значительной. Для уточнения постоянной времени системы были проведены при комнатной температуре тестовые измерения с использованием оптронной пары, имитирующей болометр. На светодиод пары подавался импульс от генератора. Фотодиод был включен с последовательным резистором R (использовались резисторы от 1 до 100 кОм) на вход линии передачи. Пример формирования выходного сигнала при $R = 14$ кОм представлен на рис. 7. Оказалось, что его можно хорошо описать экспонентой, для приведенного на рисунке случая постоянная времени составила 1.8 мкс.

Работа излучателя на сапфире была протестирована по отклику болометра при подаче миллисекундных импульсов нагрева умеренного напряжения, см. рис. 8. Температура излучателя была рассчитана по его теплоемкости и подведенной энергии. Для оценки мощности теплового излучения использовалась формула для одномодового приемника. При измерениях в режиме постоянного тока было установлено, что отклик болометра пропорционален мощности излучения, см. рис. 5, поэтому про-

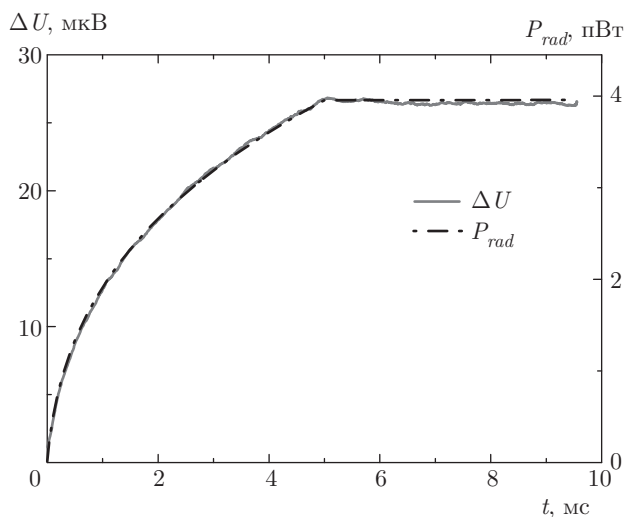


Рис. 8. Сплошная линия — отклик болометра на излучение источника при подаче на него импульса напряжения 7 В длительностью 5 мс. Штрихпунктир — расчет мощности излучения

порциональность отклика и рассчитанной мощности излучения (см. рис. 8) подтверждает корректность описанной процедуры определения мощности излучения. Далее мощность излучения после подачи импульсов с фронтами микросекундной длительности оценивалась аналогично.

При быстрых импульсных измерениях постоянный ток смещения болометра был выбран равным 2.8 нА, исходя из компромисса между быстродействием и величиной отклика, уменьшающегося с ростом тока, см. рис. 4. В отсутствие излучения в рабочей точке динамическое сопротивление R_d составляет 13.8 ± 0.5 кОм.

На рис. 9а,б приведены зависимости от времени отклика приемника излучения на короткие импульсы тока нагрева разной длительности, но с близкими значениями выделенной энергии, т. е. с близкой асимптотической мощностью излучения после окончания импульсов. Видно, что в обоих случаях время отклика заметно больше времени формирования выходного сигнала 1.8 мкс. Добиться согласия с экспериментом можно, если учесть собственное время отклика болометра τ_{bol} . Оказалось, что для импульсов нагрева длительностью 10 мкс $\tau_{bol} = 1.8 \pm 0.5$ мкс. При таких значениях среднеквадратичное отклонение δU от эксперимента минимально и составляет 0.19 мкВ, что практически совпадает с δU в области постоянного уровня сигнала и меньше значения $\delta U = 0.33$ мкВ без учета собственного времени болометра.

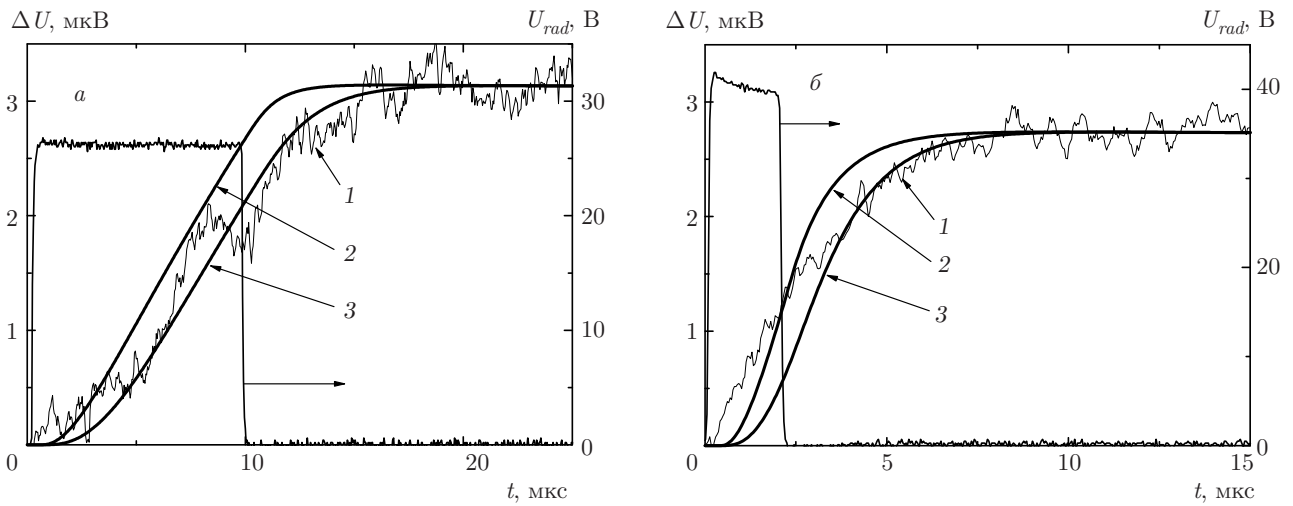


Рис. 9. Кривые на рис. а,б — 1 — отклик болометра при подаче на излучатель импульсов $U_{rad} = 26$ В, 10 мкс (а) и 40 В, 2 мкс (б); кривые 2 — расчет отклика с учетом зависимостей $P_{rad}(t)$, рис. 6 и времени регистрации $\tau = 1.8$ мкс при $\tau_{bol} = 0$; кривые 3 — расчет с временем отклика болометра $\tau_{bol} = 1.8$ мкс (а) и $\tau_{bol} = 0.8$ мкс (б)

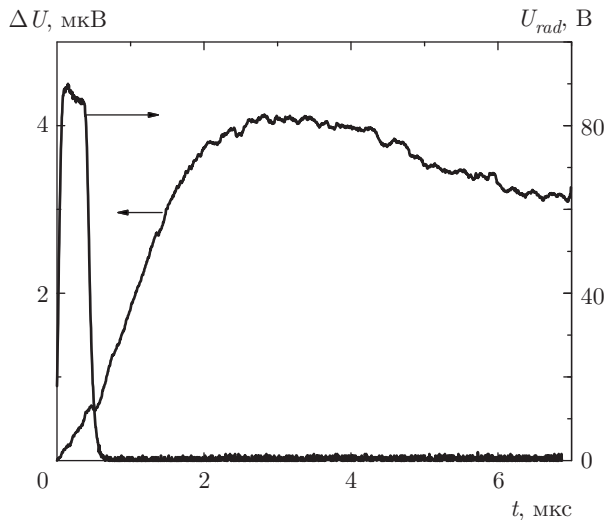


Рис. 10. Отклик болометра при подаче на излучатель импульсов $U_{rad} = 90$ В, 0.4 мкс

Для импульсов длительностью 2 мкс при такой же процедуре обработки получаем время отклика болометра $\tau_{bol} = 0.8 \pm 0.3$ мкс (см. рис. 9б). Причина такого расхождения, по-видимому, связана с большим, чем расчетный, перегревом излучающей нихромовой пленки относительно сапфировой подложки, что приводит к более быстрому росту отклика на начальной стадии процесса. Еще более наглядно это видно на рис. 10, на котором представлены результаты при импульсах нагрева 0.4 мкс \times 90 В. В этом случае на зависимости $\Delta U(t)$ виден максимум при

$t \sim 3$ мкс, значительно позже окончания импульса нагрева. Очевидно, в это время интенсивность излучения соответствует текущему значению отклика и она в 1.3–1.4 раза больше, чем асимптотическое значение при $t \sim 7$ мкс. Согласно модельному расчету, это различие может составить всего 5–6%. При расчете по модели даже при $\tau_{bol} = 0$ максимума не должно быть. Изменением параметров модели в широких пределах добиться согласия с экспериментом не удастся. Возможно, перегрев пленки обусловлен плохой теплопроводностью приповерхностного слоя сапфира, как это было установлено в работе [19]. Согласно результатам, представленным на рис. 6, при импульсах нагрева 20 В \cdot 10 мкс перегрев пленки не велик, и оценка $\tau_{bol} = 1.8 \pm 0.5$ мкс близка к истинному значению собственного времени отклика СИНИС-болометра.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Из уравнения теплового баланса при малых изменениях температуры

$$P_{rad} - k_{bol}(T_e - T_e(P_{rad} = 0)) = C_n dT/dt \quad (4)$$

следует, что при быстром включении источника излучения электронная температура нормального элемента СИНИС-структуры растет экспоненциально с постоянной времени $\tau_{bol} = C_n/k_{bol}$. Теплоемкость C_n медной полоски при ее объеме $v = 0.3 (\pm 10\text{--}20\%)$ мкм³ при $T = 0.17$ К равна $4.5 \cdot 10^{-18}$ Дж/К. Отсюда получаем $k_{bol} = 2.5$ пВт/К.

Для описания нагрева нормального электрода СИН-структуры принята модель передачи энергии от электронов с температурой T_e фононам (T_{ph}) и далее от фононов подложке (T_{base}) и сверхпроводящим электродам с учетом сопротивления Капицы [5, 21–23]. При малом нагреве δT_e электронов мощностью P из обычно используемого выражения для электрон-фононного взаимодействия

$$P = \Sigma v (T_e^5 - T_{ph}^5) \quad (5)$$

при принятом значении $\Sigma = 2 \text{ нВт/мкм}^3 \cdot \text{К}^5$ [22] и $T_e = 0.17 \text{ К}$ получаем $k_{e-ph} = 2.5 \text{ пВт/К}$, что совпадает с измеренным значением k_{bol} . Из этого следует, что время отклика СИНИС-болметра определяется электрон-фононным взаимодействием и можно ожидать, что оно обратно пропорционально T_e^3 . В таком случае, при $T = 0.27 \text{ К}$ это время должно быть равным всего 0.5 мкс, а не 1.2 мкс, как в работе [4]. Еще сильнее наш результат отличается от полученного в работе [5] времени отклика, около 50 мкс при 0.17 К. Таким образом, представляется весьма актуальной дальнейшая работа по изучению времени отклика, в первую очередь, изучение температурной зависимости τ_{bol} , а также влияния смещения СИНИС-структуры и связанного с этим ее электронного охлаждения.

Используя предложенный нами подход, можно получить значимые результаты по измерению собственного времени релаксации электронной системы при низких температурах. Развитие техники измерений должно идти по нескольким направлениям. Надо добиться лучшей защиты болметров от внешних влияний с тем, чтобы их электронная температура приблизилась к температуре ванны; использовать охлаждаемые до низких температур высокочастотные усилители; обеспечить еще более быстрое и контролируемое нарастание мощности зондирующего излучения. Особенно важно снижение температуры болметров, что может привести к росту τ_{bol} при нулевом смещении СИНИС до десятков микросекунд. Интересно и экспериментальное исследование релаксации в образцах, размеры которых много меньше длины волны тепловых фононов, ответственных за отвод энергии от электронной системы, а также влияния материалов туннельных структур и наличия магнитных примесей. Мы надеемся, что улучшение нашей экспериментальной техники позволит пролить свет на эти явления.

Проведенные исследования показали, что приемник терагерцевого излучения с чувствительным элементом на основе СИНИС-болметра, интегрированного в плоскостную антенну, при электронной

температуре 0.17 К имеет время отклика на уровне около 2 мкс. Исходя из значения k_{bol} , получим, что для нагрева электронов чувствительного элемента болметра от 0.17 К до 0.187 К требуется всего примерно 0.04 пВт (см. формулу (4)), а не 2 пВт (см. рис. 3). Такое различие может быть связано с несколькими факторами, не учитывавшимися в расчетах падающей мощности, перечисленными выше. Из них главным представляется рассогласование антенны с поглотителем, который должен иметь сопротивление 50 Ом, а не несколько Ом, характерных для медной полоски указанных выше размеров. Таким образом, потенциально с СИНИС-болметрами с подвешенными мостиками при электронной температуре 0.17 К достижима чувствительность порядка 10^{-17} , а при 0.1 К — порядка $10^{-18} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$. Даже при использовании системы регистрации на основе полупроводниковой электроники, работающей при комнатной температуре, созданной для измерений на постоянном токе и не отвечающей требованиям к высокочастотным приборам, они по чувствительности могут конкурировать с болметрами на краю сверхпроводящего перехода, а по быстродействию на 2–3 порядка их превосходят.

Авторы признательны А. Ф. Андрееву за проявленный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, С. Махашадбе, Л. К. Кузьмин, ЖЭТФ **146**, 123 (2014).
2. M. Tarasov, V. Edelman, A. Ermakov et al., IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. **5**, 44 (2015).
3. W. S. Holland, D. Bintley, E. L. Chapin et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. **430**, 2513 (2013).
4. D. R. Schmidt, K. W. Lehnert, A. M. Clark et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 053505 (2005).
5. S. Gasparinetti, K. Viisanen, O.-P. Saira et al., Phys. Rev. Appl. **3**, 014007 (2015).
6. S. Lemzyakov, M. Tarasov, and S. Mahashabde, Proc. LT28, Gothenburg, Sweden (2017).
7. M. Tarasov, V. Edelman, S. Mahashabde et al., Appl. Phys. Lett. **110**, 242601 (2017).
8. В. С. Эдельман, ПТЭ № 2, 159 (2009).
9. A. V. Feshchenko, L. Casparis, I. M. Khaymovich et al., Phys. Rev. Appl. **4**, 034001 (2015).

10. D. Golubev and L. Kuzmin, J. Appl. Phys. **89**, 6464 (2001).
11. F. W. J. Hekking and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6847 (1994).
12. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **151**, 752 (2017).
13. A. Di Marco, V. F. Maisi, J. P. Pekola et al., Phys. Rev. B **88**, 174507 (2013).
14. M. Tarasov and V. Edelman, in: *Functional Nanostructures and Metamaterials: From Superconducting Qubits to Topological Insulators*, ed. by A. Sidorenko, NanoScience and Technology, Springer (2017).
15. D. A. Ditmars, S. Ishihara, S. S. Chang et al., J. Res. Natl. Buro **87**, No. 2 (1982).
16. Ya. E. Volokitin, R. C. Thiel, and L. J. de Jongh, Cryogenics **34**, 771 (1994).
17. С. А. Лемзяков, В. С. Эдельман, ПТЭ №4, 146 (2016).
18. W. N. Lawless, Cryogenics **20**, 527 (1980).
19. T. Tomaru, T. Suzuki, T. Uchiyama et al., Phys. Lett. A **301**, 215 (2002).
20. D. A. Neeper and J. R. Dillinger, Phys. Rev. **135**, A1028 (1964).
21. G. C. O'Neil, P. J. Lowell, J. M. Underwood et al., Phys. Rev. B **85**, 134504 (2012).
22. H. Courtois, F. W. J. Hekking, H. Q. Nguyen et al., J. Low Temp. Phys. **175**, 799 (2014).
23. S. Rajauria, P. Candit, T. Fournier et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 207002 (2008).