

# Теоретическое исследование автоколебаний в RF TES-детекторе

Л. С. Соломатов<sup>1\*</sup>, А. В. Меренков<sup>1</sup>, С. В. Шитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский проспект 4, Москва 119049

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11/7, Москва, 125009

[\\*Solomatov.ls@misis.ru](mailto:*Solomatov.ls@misis.ru)

Рассмотрены гипотезы возникновения автоколебаний в RF TES-детекторе. Рассмотрена модель конкуренции тока разогрева и критического тока в пленочном микромостике в области интерфейса с электродами, а также модель локального разрушения сверхпроводимости в мостике, при котором образуется горячее пятно. Результаты моделирования качественно подтверждают данные экспериментальных исследований.

## Введение

В настоящее время особый интерес для астрономических наблюдений вызывают детекторы на основе сверхпроводящих материалов. Это происходит благодаря низкой температуре и высокой нелинейности таких детекторов, что является необходимым условием для обнаружения низкоэнергетичных фотонов. Такие детекторы имеют ряд преимуществ, и на сегодняшний день существует несколько разновидностей практических сверхпроводниковых сенсоров. Наиболее изученными являются болометр на краю сверхпроводящего перехода (Transition Edge Sensor, TES) [1], требующий сверхмалошумящий усилитель тока (SQUID-усилитель) для измерения сопротивления TES-

термометра на постоянном токе, и детектор на кинетический индуктивности (Microwave Kinetic Inductance Detector, MKID) [2-3], который использует реакцию высокочастотного СВЧ-резонатора на изменение концентрации сверхпроводящих носителей в пучности тока. Еще одной экспериментально апробированной технологией является болометр на горячих электронах (Hot Electron Direct Detector, HEDD) [4-5], работающий на эффекте разогрева электронного газа, когда время электрон-фононной релаксации становится достаточно долгим ( $\tau_{e-ph} \gg \tau_{e-e}$ ), и электронную подсистему можно считать термоизолированной от решетки (от взаимодействия с фононами). Развивается также технология болометров с электронным охлаждением поглотителя (Cold Electron Bolometer, CEB) [6-8]

Перечисленные выше детекторы имеют свои преимущества и недостатки. В работах [9-11] было предложено еще одно решение, в котором сверхпроводящий тонкопленочный микромостик включен в высокочастотный четвертьволновой резонатор, расположенный в криостате при температурах вблизи сверхпроводящего перехода порядка сотни милликельвин. Такой детектор получил аббревиатуру RF TES (Radio Frequency Transition Edge Sensor) – болометр на краю сверхпроводящего перехода с высокочастотным считыванием. Такой сенсор позволяет уйти от схемы считывания с SQUID-усилителем, как в TES-детекторе, и, в отличие от MKID, работает при температурах близких к критической, что позволяет использовать активную компоненту импеданса, которая управляет добротностью резонатора за счет нагрева/охлаждения сверхпроводящего мостика, находящегося под воздействием высокочастотной мощности, что соответствует увеличению/уменьшению его импеданса. Считывание происходит за счет измерения глубины резонансной кривой коэффициента СВЧ рассеяния  $S_{21}$  (коэффициента пропускания мощности из порта 1 в порт 2, см. рис.1). Нагрев сверхпроводящей тонкой пленки может осуществляться двумя путями: терагерцовыми фотонами напрямую через антенну, или фотонами накачки, подаваемыми по коаксиальному кабелю на

вход чипа и затем на мостик в резонаторе. Важно, что теплообменные процессы в поглотителе намного медленнее периода накачки, поэтому ее воздействие можно охарактеризовать только амплитудой, что аналогично воздействию постоянного тока.

Экспериментальные исследования показали, что в определенных режимах в RFTES-детекторе [12] могут возникать автоколебания, проявляющиеся как модуляция СВЧ несущей с частотой  $\sim 10$  kHz, которые зависят как от мощности несущей, так и от мощности THz излучения, подаваемого на антенный вход детектора. Это возможно, если эти колебания есть колебания температуры. При этом экспериментальный детектор сохраняет высокую чувствительность к оптическому излучению, то есть присутствие автоколебаний не приводит к его явной деградации. Феноменологически такой режим ассоциируется с “кратером” на резонансной кривой RFTES детектора [12,13].

Условием возникновения релаксационных колебаний может быть переход сверхпроводящей пленки в нормальное состояние через критический ток. В согласованном режиме увеличение импеданса всегда приводит к рассогласованию с источником накачки, резкому уменьшению амплитуды СВЧ-тока и к дальнейшему охлаждению пленки, в следствие чего становится возможным восстановление сверхпроводящего состояния. Это похоже на неустойчивый тепловой гистерезис, наблюдаемый на постоянном токе, при использовании источника напряжения. Наши экспериментальные исследования показали, что собственные шумы RFTES детектора могут быть измерены не только в виде дисперсии мощности несущей на выходе детектора, как в [13], но и в виде дисперсии частоты автоколебаний, то есть из измерения ширины спектральной линии колебаний. Предложены две модели автоколебаний. Первая релевантна старению образца, при котором возможен процесс окисления и возникновения слабой связи на интерфейсе мостик-электроды. В такой модели в области контакта Hf/Nb (мостик/резонатор) может возникать конкуренция тока разогрева и критического тока. При этом сверхпроводящий переход сопровождается скачкообразным увеличением сопро-

тивления в цепи мостика, что приводит к снижению тока, и происходит его постепенное охлаждение. Через определенный интервал времени, определяемый инерцией резонатора (временем затухания колебаний), а также тепловой инерцией мостика, происходит снижение амплитуды тока в цепи мостика до значения ниже критического, после чего восстанавливается сверхпроводящий канал. Вторая релевантная модель - локальное разрушение сверхпроводимости током в микромостике, приводящее к возникновению горячего пятна [14-17]. Пятно может менять свой размер, который определяет сопротивление мостика, что, в свою очередь, может приводить к изменению знака электротермической обратной связи [13]. Такая модель основана на эффекте возникновения вихрей Абрикосова за счет локального понижения энергетического барьера, препятствующего их проникновению в пленку [18]. Такое движение вихрей происходит поперек пленки, и это может привести к разрушению сверхпроводящего состояния и возникновению дополнительного сопротивления, что приведет к изменению амплитуды СВЧ-тока накачки аналогично первой модели слабой связи на интерфейсе между мостиком и подводящими электродами.

## 1. Принцип работы RFTES-детектора

Концепция RFTES-детектора заключается в том, что тонкопленочный сверхпроводящий микромостик с критической температурой  $T_c^b$  включен в высокочастотный сверхпроводящий СВЧ-резонатор с критической температурой  $T_c^{res}$  (причем  $T_c^{res} \gg T_c^b$ ). Коэффициент пропускания чипа  $S_{21}$  управляется не кинетической энергией куперовских пар, как в MKID, а нелинейным активным импедансом сверхпроводящего термометра/поглотителя вблизи его критической температуры, что в отличие от MKID, отражается не на сдвиге резонансной частоты, а на глубине резонансного провала  $S_{21}$ .

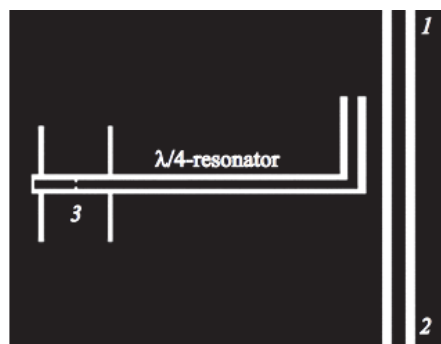


Рис. 1. Концептуальная топология RF TES-болометра [12]. Цифрами обозначены: 1 и 2 – вход и выход чипа (порт линии передачи для ЭМ-модели), порт 3 – сверхпроводящий микромостик, согласованный одновременно с планарной двухщелевой антенной и четвертьволновым резонатором.

При температурах в диапазоне сотен милликельвин теплообмен в микромостике RF TES детектора описывается моделью горячего электронного газа, которая характеризуется медленной термализацией между электронами и фононами и быстрым нагревом электронов. Нагрев описывается двумя процессами: нагревом за счет поглощения высокоэнергичных фотонов, поступающих от THz-антенны, и нагревом СВЧ-током смещения  $I_{bias}$  на частоте колебаний резонатора (частоте несущей). Ток смещения создает малоэнергичные фотоны и играет роль подогрева при установлении рабочей температуры электронной подсистемы, при которой температурный коэффициент сопротивления  $TCR(T) = dR/dT$  (Temperature Coefficient of Resistance, TCR) микромостика, характеризующий крутизну  $R(T)$ , имеет оптимальное значение. Частота тока, используемого для смещения электронной температуры микромостика из гафния с  $T_c \approx 400$  mK, как было определено ранее в работах [10], влияет на температурную зависимость  $TCR(T)$ . Теория Маттиса-Бардина [19] позволяет рассчитать такую температурную зависимость, что важно для определения тепловой динамики мостика. Результаты моделирования импеданса гафниевого микромостика на двух частотах 1.5 GHz и 4.2 GHz предсказывают, что при изменении частоты резонатора,  $TCR$  заметно снижается, а при

использовании более тонких пленок, имеющих более низкую критическую температуру порядка сотен милликельвин, такого влияния практически нет, что благоприятно для улучшения чувствительности болометра при более глубоком охлаждении [20].

Динамику электронной температуры горячего электронного газа в мостике из гафния можно описать следующим дифференциальным уравнением

$$C_e(T_e) \frac{dT_e}{dt} = P_{bias}(f, T_e) + P_{opt} - \int_{T_{cr}}^{T_e} G(T) dT \quad (1)$$

где  $P_{bias}(f, T_e) = P_{in} / S_{31}(Z_s(f), R_b(f_0, T_e))$  /  $P_{in}$  – мощность смещения, подаваемая на чип,  $S_{31}(Z_s(f), R_b(f_0, T_e))$  – коэффициент передачи мощности смещения на поглотитель (согласно рис. 1 из порта 1 в порт 3),  $Z_s(f)$  – импеданс эквивалентного источника тока, разогревающего мостик,  $f_0$  – частота несущей (частота резонатора),  $G(T_e)$  – коэффициент теплоотвода (в первом приближении константа  $G_0$ ),  $T_{cr}$  – температура криостата (подложки),  $C_e(T_e)$  – электронная теплоемкость сверхпроводящего мостика (в первом приближении константа  $C_{e0}$ ).

Из дифференциального уравнения видно, что время релаксации электронного газа зависит от соотношения теплопроводности  $G$  к электронной теплоемкости  $C_e$  материала, а изменение активного импеданса  $R_b(f_0, T_{state})$  при определенном уровне накачки  $P_{in}$ , можно вычислить из стационарного уравнения теплового баланса, рассчитав  $T_{state}$ .

$$P_{bias}(f, T_{state}) + P_{opt} - \int_{T_{cr}}^{T_{state}} G(T) dT = 0 \quad (2)$$

Динамика тепловыделения в нелинейном сопротивлении зависит от соотношения текущего значения  $R_b(T)$  при условии  $0 < R_b(T) < R_n$ , и импеданса источника разогрева с внутренним сопротивлением  $Z_s(f)$ .

Устойчивость RFTES-болометра, как и для классического TES болометра, связана с наличием знакопеременной электротермической обратной связи. RFTES-болометр яв-

ляется линейным преобразователем мощности: приращение смещения на выходе  $\Delta P$  соотносится с оптическим сигналом  $P_{opt}$ , принятым посредством антенны, с коэффициентом, имеющий смысл усиления. Безразмерный коэффициент усиления мощности можно вычислить, используя уравнение теплового баланса.

$$Gain = \frac{\Delta P}{P_{opt}} = \frac{P_{in} \Delta S_{21}}{\Delta P_b - P_{in} \Delta S_{31}} = \frac{P_{in} \frac{dS_{21}}{dT}}{G_0 - P_{in} \frac{dS_{31}}{dT}} \quad (3)$$

где числитель — это изменение мощности смещения, а знаменатель — мощность сигнала на мостике, которая складывается из полного приращения за вычетом мощности обратной электротермической связи (Electro Thermal Feedback, ETF). Эффект ETF возникает вследствие изменения сопротивления мостика при его нагреве сигналом. Правая часть соотношения показывает, что физический смысл ETF — это добавка к отводу или приращению тепла, что зависит от знака  $dS_{31}/dR_b$ . ETF меняет свой знак в зависимости от того, какое из соотношений,  $R_b(T_e) < R_S$  или  $R_b(T_e) > R_S$  выполняется для выбранного режима работы детектора (положительная, PETF, вблизи сверхпроводящего состояния мостика или отрицательная, NETF соответственно). Таким образом, можно определить температуру перехода из режима PETF (положительная ETF) в режим NETF (отрицательная ETF). Важно отметить, что условие устойчивости не совпадает с условием изменения знака ETF, что следует из (3):  $G_0 - P_{in} \frac{dS_{31}}{dT} > 0$ , то есть связано с  $TCR(T)$ .

## 2. Модель слабой связи на интерфейсе мостик-электроды

Предположим, что на месте контакта Nb/Hf имеется эффект близости, который несколько увеличивает щелевой потенциал гафния (повышает его  $T_c$ ) и образует сверхпроводящую слабую связь, которая, в отличие от мостика, обладает собственным кри-

тическим током  $I_c^{int}(T_e)$ . Точная природа слабой связи (туннельный контакт, микроза-  
коротка, нормальная прослойка, и т.д.) в нашем рассмотрении не имеет значения. В  
процессе установления рабочего режима RFTES болометра мы медленно увеличиваем  
амплитуду тока СВЧ-накачки. В некий момент амплитуда накачки сравнивается с кри-  
тическим током интерфейса ( $I_b \geq I_c^{int}$ ), и произойдет скачок сопротивления. Примем  
момент времени перехода в нормальное состояние начальной точкой колебательного  
цикла. После этого тепло станет выделяться в двух источниках – в мостике, как и  
раньше, и на дополнительном сопротивлении. В силу малости размеров мостика можно  
объединить в единый источник тепла с сопротивлением  $R_{eff}(T_e) = R_b(T_e) + \Delta R_n$ , и  
считать, что все выделившееся тепло концентрируется в объеме мостика. При этом ин-  
туитивно ясно, что вся система может релаксировать к стационарному состоянию с  
иной температурой  $T_{state}^{eff}$  и током  $I_b(T_{state}^{eff})$ . Заметим, что для нелинейного сопротивле-  
ния  $R(T)$  температура нового стационарного состояния может как увеличиваться, так и  
уменьшаться. Это зависит от изменения передаваемой мощности  $\Delta P_{in}$ , или, что то же  
самое, от нового условия согласования между  $R_{eff}(T)$  и  $R_s$ . Если скачок произошел при  
 $R_b < R_s$ , то согласование мостика с источником  $R_s$  улучшится также скачком при усло-  
вии  $R_{eff} < R_s^2/R_b$ , но если  $R_{eff} > R_s^2/R_b$ , то мощность, отдаваемая в систему мостик-  
интерфейс уменьшится, и стационарная температура снизится. Если скачок произошел  
при  $R_b > R_s$ , то тепловая мощность после скачка всегда будет ниже.

Здесь следует вспомнить, что высокочастотный резонатор, который является ис-  
точником тока для мостика, в силу своей инерции, не может изменить ток мгновенно и  
плавно затухающие колебания тока воздействуют на увеличившееся сопротивление си-  
стемы, создавая тепловой импульс (временный дополнительный нагрев) с мощностью  
 $dP(t) = (I_b(t))^2 \Delta R_n$  с начальной мощностью  $dP(0) = (I_c^{int})^2 \Delta R_n$ . Такой импульс мо-  
жет удерживать систему некоторое время в нормальном состоянии, так как при увели-  
чении нагрева электронной подсистемы критический ток всегда падает. Из-за такого



нагрева критический ток остается некоторое время ниже, чем ток интерфейса, и система остается в резистивном состоянии до того момента, когда ток интерфейса, релаксируя к стационарному состоянию  $R_{eff}$ , не достигнет значения  $I_c^{int}$ . Если ток такого стационарного состояния  $I_b(T_{state}^{eff})$  окажется ниже значения  $I_c^{int}(T_{state}^{eff})$ , то сверхпроводимость восстановится, и амплитуда тока в резонаторе снова начнет увеличиваться к стационарному значению  $I_b(T_{state})$ , которая определяется уровнем накачки  $P_{in}$ . Это увеличение будет происходить до тех пор, пока система не вернется в начальную точку колебательного цикла – к переходу в нормальное состояние через критический ток интерфейса  $I_b = I_c^{int}$ . Если же после скачка новое стационарное состояние  $I_b(T_{state}^{eff}) \geq I_c^{int}(T_{state}^{eff})$ , то сверхпроводимость не восстановится, то есть система перейдет в состояние  $R_{eff}$  и останется в нем (залипнет).

Исходя из вышесказанного, мы предполагаем, что в режиме релаксационных колебаний ( $I_b(T_{state}) \geq I_c^{int}(T_{state})$ ,  $I_b(T_{state}^{eff}) < I_c^{int}(T_{state}^{eff})$ ), зная уровень накачки  $P_{in}$ , оптическую мощность  $P_{opt}$  и характерные времена релаксации температуры электронной подсистемы и резонатора, можно определить период таких колебаний  $\tau_{osc} = \tau_r + \tau_s$  (где  $\tau_r$  – время резистивного состояния  $R_{eff}$ ,  $\tau_s$  – время сверхпроводящего состояния  $R_b$ ).

## 2.1 Моделирование и сравнение с экспериментом

Для моделирования релаксационных колебаний в RFTES-детекторе воспользуемся модельной зависимостью  $R(T)$ , рассчитанной на основе теории Маттиса-Бардина, согласно которой СВЧ ток в сверхпроводящем микромостике протекает с выделением джоулева тепла, и рассчитаем ток  $I_b(T_{state})$ , необходимый для разогрева мостика от температуры криостата  $T_{cr}$  до стационарной температуры  $T_{state}$ . Разумно предположить, что токовое разрушение сверхпроводимости на интерфейсе Nb/Hf произойдет вследствие подавления параметра порядка со стороны гафния. Предположим, что темпера-

турная зависимость критического тока интерфейса  $I_c^{int}(T_e)$  пропорциональна критическому току  $I_c(T_e)$  в микромостике из гафния. Плотность критического тока для сверхпроводящего материала выражается следующим соотношением [14]

$$j_c(T) = \frac{8\pi^3}{7\zeta(3)} \frac{\gamma}{3\sqrt{3}} e N(0) \Delta(0) \left( \frac{k_B T_c D}{h} \right)^{1/2} (1 - (T/T_c)^2)^{3/2} (1 + (T/T_c)^2)^{1/2} \quad (4)$$

где  $w$  – ширина,  $d$  – толщина,  $\gamma = 0.577$  – постоянная Эйлера,  $\zeta(3) = 1.202$  – постоянная Аперри,  $N(0)$  – плотность состояний на уровне Ферми при 0 К,  $\Delta(0)$  – энергетическая щель сверхпроводящего материала при 0 К,  $D$  – коэффициент диффузии.

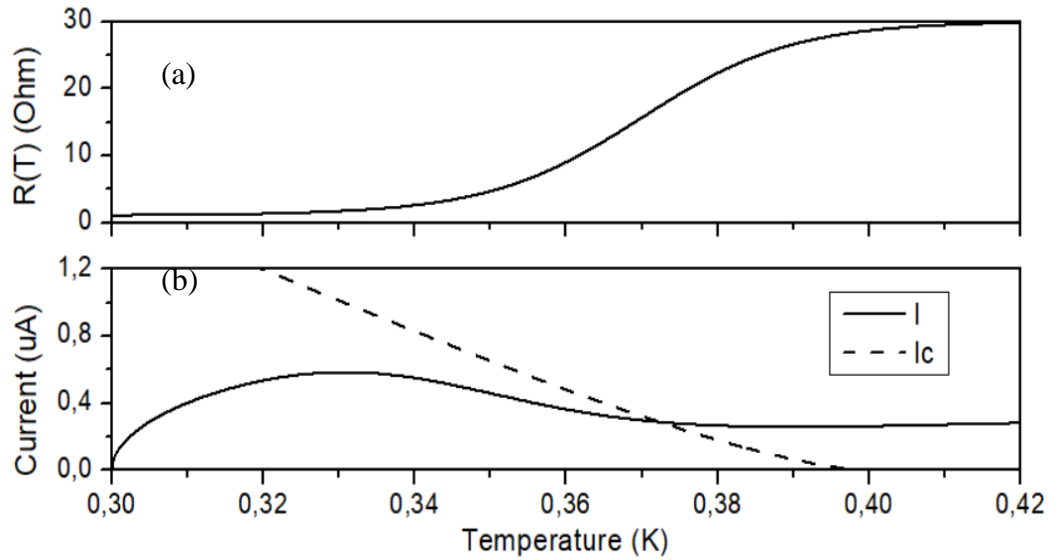


Рис. 2. Используемые в расчетах температурные зависимости для сверхпроводящей пленки гафния на частоте 1.5 GHz и  $T_c = 0.4$  K: (a) активной компоненты СВЧ-импеданса, используемая в расчетах, (b) критического тока интерфейса

$I_c^{int}(T) = 0.1I_c(T)$  (пунктир) и тока разогрева через интерфейс для импеданса источника  $R_s = 3$  Ohm (сплошная).

Далее определим стационарные значения для тока интерфейса и критического тока при заданной подаваемой мощности  $P_{in}$ , данные зависимости представлены на рис.3.

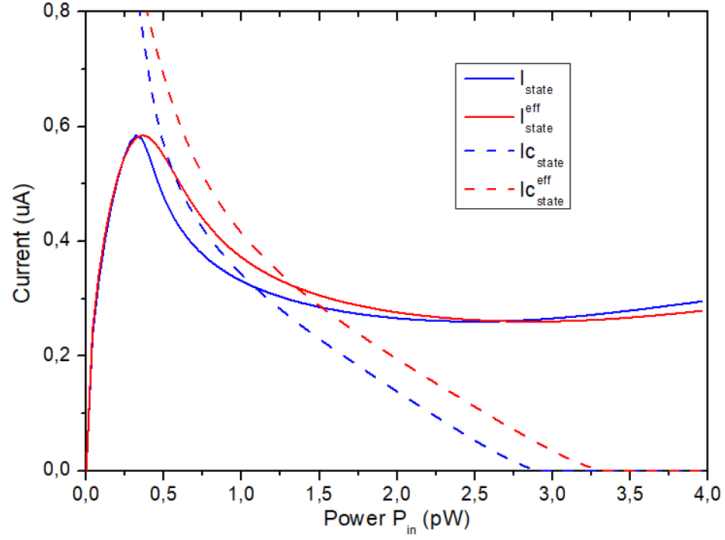


Рис. 3. Графическое представление стационарных решений токов  $I_{state}$  и  $I_{state}^{eff}$  и критических токов на интерфейсе  $I_{c\_state}$  и  $I_{c\_state}^{eff}$  в зависимости от уровня накачки/разогрева  $P_{in}$  без учета дополнительного сопротивления  $\Delta R_n$  (с учетом  $\Delta R_n = 5 \text{ Ohm}$ ).

Релаксационные колебания в описанной выше модели описываются решением системы двух связанных между собой дифференциальных уравнений с дополнительными накладываемыми условиями, которые связаны с конкуренцией тока интерфейса и критического тока:

Если  $I(t) < I_c(T_e(t))$

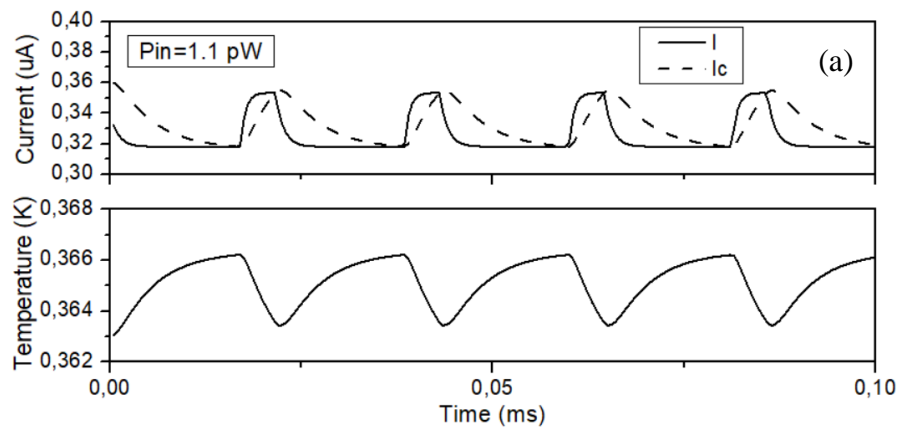
$$\begin{cases} \frac{dT_e}{dt} = \frac{1}{\tau_{rel}} (T_e(I(t)) - T_e(t)), \\ \frac{dI}{dt} = \frac{1}{\tau_{res}(T_e(t))} (I(T_{state}) - I(t)), \end{cases} \quad (5)$$

Если  $I(t) \geq I_c(T_e(t))$

$$\begin{cases} \frac{dT_e}{dt} = \frac{1}{\tau_{rel}} (T_e(I(t)) - T_e(t)) + \frac{1}{\tau_{i-m}} I^2(t) \Delta R_n, \\ \frac{dI}{dt} = \frac{1}{\tau_{res}(T_e(t))} (I(T_{state}^{eff}) - I(t)). \end{cases} \quad (6)$$

Эти системы дифференциальных уравнений описывают временную эволюцию тока, критического тока интерфейса и температуры. В формулах (5-6)  $\tau_{rel}$  – время релаксации электронной подсистемы,  $\tau_{res}(T_e)$  – время релаксации резонатора, зависящая от нелинейной температурной зависимости импеданса сверхпроводящего мостика,  $\tau_{i-m}$  – характерное время передачи тепла от интерфейса в мостик при возникновении дополнительного сопротивления  $\Delta R_n$ ,  $T_e(I(t))$  – зависимость температуры от тока, взятая из рис. 2(b) Температуры  $T_{state}$ ,  $T_{state}^{eff}$  – это стационарные значения, зависящие от уровня накачки  $P_{in}$  и оптической мощности  $P_{opt}$ , то есть стационарные состояния без учета дополнительного сопротивления  $\Delta R_n$  и с учетом дополнительного сопротивления соответственно.

Решение временной эволюции данной системы дифференциальных уравнений представлено на рис. 4. Параметры в системе уравнений были выбраны для наилучшего соответствия экспериментальным данным, представленным на рис. 5. Полученные расчетные спектры представлены на рис. 6, откуда видно их качественное согласие с экспериментом.



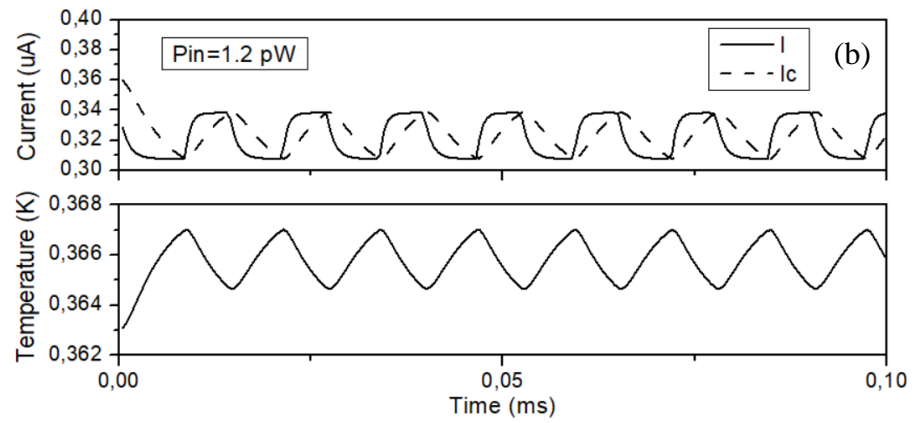
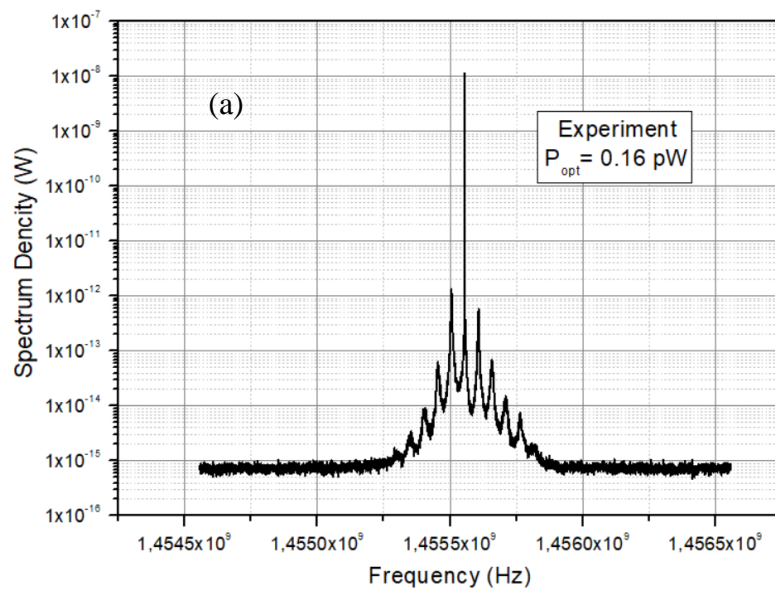


Рис. 4. Временная эволюция тока (сплошная), критического тока интерфейса (пунктир) и температуры при различных уровнях накачки  $P_{in}$ : (а) 1.1 pW (b) 1.2 pW. Следуя принципу замещения, такие различия могут быть вызваны приращением мощности оптического воздействия 0.1 pW.



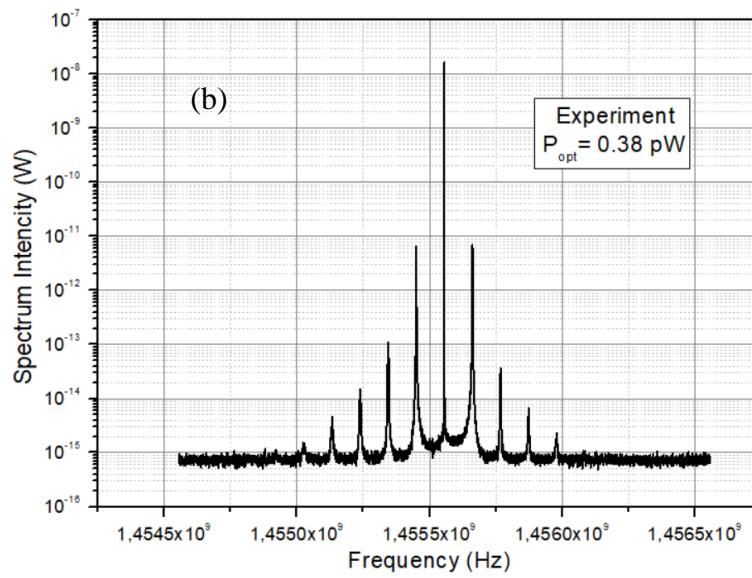
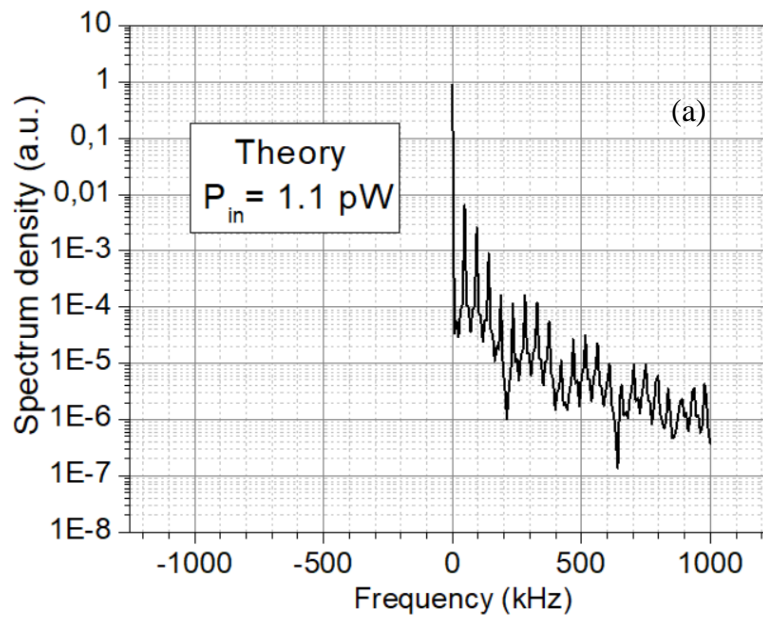


Рис. 5. Экспериментально полученные спектры при нагреве поглотителя мощностью  $P_{opt}$ : (a) 0.16 pW (b) 0.38 pW.



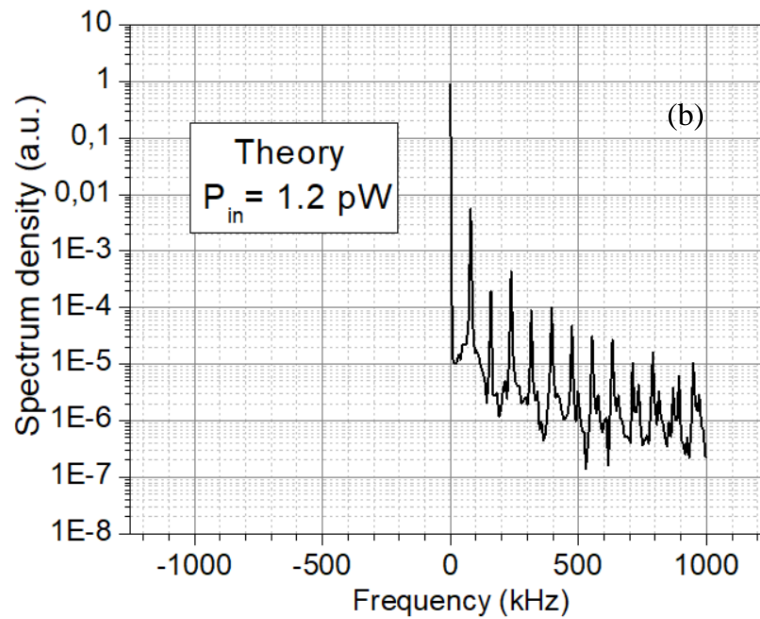


Рис. 6. Спектры релаксационных колебаний аналогичные наблюдаемым в эксперименте (рис.5), полученные из модели слабой связи на интерфейсе Nb/Hf при различных уровнях накачки  $P_{in}$ : (a) 1.1 pW (b) 1.2 pW, что весьма близко к параметрам эксперимента.

### 3. Модель горячего пятна

Модель основана на известном эффекте, когда после поглощения фотона в пленке возникает горячее пятно, которое является ограниченной областью с повышенной концентрацией квазичастиц. При этом происходит локальное повышение электронной температуры, которая влияет на перераспределение плотности критического тока в мостике. Здесь может произойти локальный фазовый переход в нормальное состояние, инициированный либо критической температурой, либо критической плотностью тока в локальной области. Известно, что зарождение горячего пятна также связано с дефектами пленки, которые могут появиться в процессе старения.

Пространственно-временную эволюцию электронной температуры в модели горячего пятна можно описать следующим уравнением теплопроводности для одномерного случая [15]

$$\frac{dT_e}{dt} = D \frac{d^2 T_e}{dx^2} + \frac{P^+ - P^-}{C_e} \quad (7)$$

где  $P^+$  и  $P^-$  - подводимая и отводимая мощность на мостике. С помощью уравнения (7) можно предсказать эволюцию размера горячего пятна. Для простоты, приравняв левую и правую часть к нулю и задав правильные граничные условия, можно определить распределение температуры в мостике при заданных параметрах (теплоемкости, релаксации резонатора, подаваемой мощности). Нас интересует динамика горячего пятна после возникновения конечного сопротивления, которое приводит к заметному изменению коэффициента передачи мощности накачки на мостик.

Известно, что изменение мощности разогрева может произойти как в сторону нагрева, так и в сторону охлаждения с уменьшением размера горячего пятна, что зависит от текущего размера пятна, то есть вновь имеет место нормированное соотношение вида  $(R(T_e) + \Delta R_n)/R_s$ , которое использовано ранее и, видимо, остается актуальным для модели горячего пятна с той разницей, что появится зависимость  $\Delta R_n(T)$ . Нормированное соотношение также определяет знак электротермической обратной связи, и, вероятно, возможен процесс, описываемый колебательным уравнением. Уменьшение размера нормальной области может привести к восстановлению сверхпроводящего канала, и к продолжению циклического процесса. Сходство и различие процесса с разрушением сверхпроводимости в интерфейсе и детали модели горячего пятна будут рассмотрены позднее.

### Заключение

Разработана теоретическая модель автоколебаний, которые были ранее обнаружены экспериментально в RFTES-детекторе, и которым ранее не было найдено простого физического объяснения. Эти колебания зарегистрированы как модуляция несущей с ча-



стотой увеличивающейся пропорционально подаваемой мощности. Было показано, что модель слабой связи на интерфейсе Nb/Hf, связанная с конкуренцией тока разогрева и критического тока интерфейса, может быть согласована с экспериментальными данными за счет уточнения параметров такой модели. Возможно, обнаружен новый эффект, позволяющий установить точное соответствие между детектируемой мощностью и частотой таких автоколебаний. Детальная разработка модели таких колебаний, чувствительность которой основана на температурной зависимости критического тока и инерции высокочастотного резонатора, позволит измерять аттоваттные сигналы с помощью частотомера, что может повысить их точность по сравнению с другими существующими на сегодняшний день технологиями сверхпроводящих детекторов. Целесообразным видится изучение и, если возможно развитие особой технологии изготовления таких преобразователей мощность-частота.

Оценены также подходы к объяснению колебаний с привлечением модели горячего пятна. Такая модель основана на изменении размера нормальной области мостика с образованием вихрей, и мы планируем ее разработку в ближайшем будущем наряду с более детальным сопоставлением результатов эксперимента и обеих разрабатываемых моделей.

#### Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-29-20298, <https://rscf.ru/project/24-29-20298/>

#### Список литературы

- [1] K.D. Irwin and G.C. Hilton. Topics in Applied Physics. **99**, 63 (2005).
- [2] N. Bluzer. Journal of Applied Physics. **78**, 7340 (1995).

- [3] J. Baselmans. Journal of Low Temp. Phys. **167**, 292 (2012).
- [4] A.D. Semenov, G.N. Gol'tsman, R. Sobolewski. Supercond. Sci. Technol. **15**, R1 (2002).
- [5] B.S. Karasik, A.V. Sergeev, D.E. Prober. IEEE Transactions on terahertz science and technology, **1**, 97 (2011).
- [6] L. Kuzmin. Proc. SPIE Conf., **5498**, 349 (2004).
- [7] M.A. Tarasov, L.S. Kuzmin, V.S. Edelman, S. Mahashabde, P. Bernardis. IEEE transactions on applied superconductivity, **21**, 6, 3635 (2011).
- [8] A. Agulo, L. Kuzmin, M. Tarasov. Proc. 16th ISSTT, 147 (2005).
- [9] С.В. Шитов. Письма в ЖТФ. **37**, 19, 88 (2011).
- [10] A.V. Merenkov, V.I. Chichkov, A.B. Ermakov, A.V. Ustinov, S.V. Shitov. IEEE Transactions on Applied Superconductivity. **28**, 7 (2018).  
DOI: 10.1109/TASC.2017.2655507.
- [11] Т.М. Ким, А.В. Меренков, А.Б. Ермаков, Л.С. Соломатов, В.И. Чичков, С.В. Шитов. Журнал технической физики. **93**, 7, 995 (2023).  
DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55759.117-23 (in English).
- [12] S.V. Shitov, A.A. Kuzmin, M. Merker, V.I. Chichkov, A.V. Merenkov, A.B. Ermakov, A.V. Ustinov, M. Siegel. IEEE Transactions on Applied Superconductivity. **27**, 4 (2017). DOI: 10.1109/tasc.2017.2655507.
- [13] А.В. Меренков, Т.М. Ким, В.И. Чичков, С.В. Калинин, С.В. Шитов. ФТТ. **64**, 10, 1404 (2022).
- [14] A. Semenov, G. Gol'tsman, A. Korneev. Physica C. **351**, 349 (2001).
- [15] A.D. Semenov, H.-W. Hübers. IEEE Transactions on Applied Superconductivity. **11**, 196 (2001).
- [16] J.W. Bremer, V.E. Newhouse. Physical Review Letters. **1**, 282 (1958).
- [17] W.J. Skocpol, M.R. Beasley, M. Tinkham. Journal of Applied Physics. **45**, 4054 (1974).

- [18] L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, V.G. Kogan. Phys. Rev. B **85**, 014505 (2012).
- [19] D .C. Mattis, J. Bardeen. Physical Review. **111**, 412 (1958).
- [20] С.В. Шитов, Т.М. Ким, Л.С. Соломатов, Н.Ю. Руденко, А.В. Меренков, Ан.Б. Ермаков, В.И. Чичков. Сборник статей по материалам XXVIII Международного симпозиума «Нанопфизика и нанозлектроника», **1**, 160 (2024).