

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 538.9:537

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЛАССИЧЕСКОГО ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

© 2019 г. В. В. Павловский¹, *, Ю. Я. Дивин¹, **

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 125009 Москва, ул. Моховая 11, стр. 7

*E-mail: pvv@cplire.ru

**E-mail: yyd@cplire.ru

Поступила в редакцию 26.12.2018 г.

После доработки 25.02.2019 г.

Принята к публикации 07.03.2019 г.

Проведены аналитические и численные расчеты предельных характеристик детекторов электромагнитного излучения на основе джозефсоновских переходов, которые описываются простой резистивной моделью и имеют джозефсоновскую энергию, сравнимую с энергией тепловых флуктуаций. Установлены режимы работы таких переходов в качестве классического детектора, использующего выпрямление переменного тока на статической нелинейной вольт-амперной характеристике. Проведено сравнение результатов численных и аналитических расчетов и показано, что анализ и оптимизацию классического режима детектирования можно проводить на основе выведенных аналитических выражений для основных предельных характеристик. Указано на возможность достижения предельной чувствительности до 2×10^{-15} Вт/Гц^{1/2}, динамического диапазона по мощности $10^5 \dots 10^6$, и спектрального диапазона до 1.4 ТГц, в температурном интервале (50...77) К при использовании новых джозефсоновских тонкопленочных переходов, состоящих из высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ со взаимно наклоненными осями c .

DOI: 10.1134/S003384941908014X

ВВЕДЕНИЕ

Терагерцовый (ТГц) диапазон в спектре электромагнитного излучения расположен между СВЧ- и ИК-диапазонами и в сравнении с ними существенно менее насыщен эффективными генераторами и детекторами электромагнитного излучения. ТГц-технологии, инициированные ранее фундаментальными исследованиями в радиоастрономии и физике твердого тела, в настоящее время становятся все более востребованными в новых, весьма важных областях науки и практических применениях, таких как физика и техника высоких энергий, биология и медицина, информационные и коммуникационные технологии, обеспечение безопасности в общественных местах, глобальный контроль окружающей среды и сверхбыстрые вычислительные устройства [1]. Многие из этих перспективных применений связаны со регистрацией слабого ТГц-излучения в реальном времени при повышенных температурах фонового излучения и требуют ТГц-детекторов, обладающих одновременно высокими быстродействием, чувствительностью и динамическим диапазоном по мощности.

Большинство разработок ТГц-детекторов проводится на основе полупроводниковых устройств из соседних СВЧ- и ИК-диапазонов, например, таких как диоды Шоттки или фотодетекторы с квантовыми ямами [2]. Однако, в ТГц-диапазоне эффективность традиционных электронных СВЧ- и фотонных ИК-устройств падает, поскольку либо период ТГц-колебаний становится меньше характерных времен носителей заряда, либо энергия кванта фотона в ТГц-диапазоне оказывается меньше, чем тепловая энергия при комнатной и даже азотной температурах [2]. Продвижение полупроводниковых электронных и фотонных детекторов в ТГц-диапазон часто сопровождается их охлаждением до весьма низких температур. Последнее обстоятельство позволяет равноправно рассматривать применимость в ТГц-диапазоне и сверхпроводниковых приемных устройств.

Квантовая природа когерентного сверхпроводящего состояния дает уникальную возможность реализовывать устройства с функциональностью и параметрами, недостижимыми в традиционной полупроводниковой электронике [3]. Например, детекторы, использующие сильную нелинейность квазичастичного тока в переходах сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС), имеют

при частотах, меньших частот $2\Delta/h$ (2Δ – энергетическая щель сверхпроводника), предельную чувствительность, близкую к квантовой [4, 5]. Другим примером являются джозефсоновские переходы, у которых имеется сильная динамическая нелинейность сверхпроводящего туннельного тока [6]. Традиционно для целей детектирования используется режим, когда джозефсоновские энергии $E_j = hI_c/4\pi e$ (I_c – критический ток перехода, h – постоянная Планка; e – заряд электрона) гораздо больше тепловых энергий kT (k – постоянная Больцмана, T – температура). В этом случае спектр колебаний на переходе состоит из узких линий на основной частоте $f_j = 2eV/h$ и ее гармониках, где V – среднее напряжение на переходе.

При воздействии слабого электромагнитного монохроматического излучения происходит затягивание джозефсоновской частоты f_j к частоте внешнего излучения f_1 и соответствующее изменение ΔV среднего напряжения на переходе. Это изменение напряжения $\Delta V(V)$ пропорционально мощности внешнего излучения и имеет нечетно-резонансную форму около $V_1 = hf_1/2e$ [7], что является основой для частотно-селективного детектирования и гильберт-спектроскопии [8].

Менее изучено детектирование с помощью джозефсоновских переходов, у которых джозефсоновские энергии E_j сравнимы с тепловыми энергиями kT . В таком случае спектр колебаний уже сплошной, не спадающий до частот около характерной частоты $\omega_c = 4\pi e I_c R_n / h$ (R_n – сопротивление перехода в нормальном состоянии), а вольт-амперная характеристика (ВАХ) перехода все еще имеет нелинейный вид [6, с. 78, 82]. Из качественных соображений следует, что на такой нелинейности возможно классическое выпрямление токов, наведенных излучением при достаточно низких частотах $\omega \ll \omega_c$. Для джозефсоновских переходов, изготовленных из традиционных низкотемпературных сверхпроводников, такие детекторные отклики уже наблюдались при частотах, меньших 150 [9] или 290 ГГц [10], что масштабировалось с величинами характерных напряжений $I_c R_n$ у использовавшихся переходов. При этом в условиях ограничения чувствительности тепловым фоном были измерены величины NEP порядка 10^{-14} Вт/Гц^{1/2} [11].

Значительного увеличения характерных джозефсоновских частот и продвижения их в терагерцовый диапазон можно достичь при использовании высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) для таких переходов. К настоящему времени, на основе эпитаксиальных пленок из ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с взаимнонаклоненными осями c уже получены бикристаллические джозефсоновские переходы с величинами $I_c R_n$ (5 К) =

$= 7 \pm 1$ мВ в диапазоне сопротивлений R_n переходов от десятых долей ома до 350 Ом [12]. Экспериментально показано, что для переходов при температуре 50 К возможна реализация классического детектора с широкополосным частотным диапазоном до 1 ТГц [13]. Предварительные оценки предельной чувствительности NEP дали величины не хуже 10^{-14} Вт/Гц^{1/2} при $T = 50$ К [13], что значительно лучше NEP-детекторов на основе традиционных неохлаждаемых диодов Шоттки [14] или болометров из InSb, охлаждаемых жидким гелием [15].

Оптимизация режимов работы классического детектора на основе джозефсоновского перехода осложняется из-за того, что отсутствуют аналитические выражения для всех предельных характеристик детектора в этом режиме. Имеются лишь численные расчеты отклика $\Delta V(V)$ джозефсоновских детекторов на монохроматическое излучение с частотой $\omega/\omega_c = 3$ для нескольких величин γ , от 0.1 до 10, и частотная зависимость $\Delta V(\omega)$ для $\gamma = 0.4$ и нескольких напряжений смещения [6, с. 185]. Также получены оценки величин NEP [16, с. 347] при промежуточных частотах, откуда следует квадратичное ухудшение предельной чувствительности при повышении частоты. Последнее обстоятельство указывает на то, что случай малых частот, где возможно классическое детектирование и, соответственно, не зависящая от частоты предельная чувствительность, ранее отдельно не рассматривалась. Также отсутствуют расчеты таких характеристик, как динамический диапазон по мощности и частотный диапазон.

В более поздней работе [17] был исследован обширный класс детекторов на основе сверхпроводящих переходов, использующих различные механизмы детектирования. При этом для джозефсоновского квадратичного видеодетектора был проанализирован только режим самоселекции в приближении узкополосного входного сигнала. А в качестве широкополосного квадратичного видеодетектора рассматривался лишь туннельный переход “сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник”, работающий на квазичастичной нелинейности. Широкополосный квадратичный видеодетектор на основе джозефсоновского перехода остался за рамками работы [17].

Цель данной работы – провести аналитический расчет и оптимизацию основных предельных характеристик классического джозефсоновского детектора, сравнить полученные результаты с результатами численных расчетов. Такой подход позволяет создать основу для оптимизации режимов джозефсоновского детектора как с наилучшей чувствительностью, так и максимальным динамическим диапазоном, а также режимов с максимальной полосой классического детектирования.

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ПЕРЕХОДА ПРИ $\gamma \geq 1$

Динамика джозефсоновского перехода в рамках резистивной модели при доминировании тепловых флуктуаций тока $I_f(t)$ описывается уравнением Смолуховского (см. [6, с. 76]):

$$\omega_c^{-1} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \varphi} [f(\varphi) \sigma] = \gamma \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \varphi^2}, \quad (1)$$

где $\sigma(t, \varphi)$ – плотность вероятности нахождения фазы φ в момент времени t на переходе, $\omega_c = 2\pi(2e/h)I_c R_n$ – характерная частота перехода, I_c – критический ток перехода, R_n – сопротивление перехода в нормальном состоянии, а $f(\varphi, t) = i - \sin \varphi$, $i = I/I_c$ – нормированный ток через переход, $\gamma = 4\pi e k T / h I_c$. Воздействие электромагнитного излучения с частотой ω на электрические характеристики перехода учитывается при добавлении в $f(\varphi, t)$ наведенного тока $i_\omega \sin \omega t$ с нормированной амплитудой $i_\omega = I_\omega / I_c$. Детекторные характеристики должны иметь характер предельных, так как будут учитываться только равновесные тепловые флуктуации и поглощенная мощность сигнала.

Ранее для нахождения основных характеристик джозефсоновского перехода при произвольных величинах γ были предложены решения стохастических уравнений (1), как при отсутствии внешнего излучения, так и при его наличии, в виде рядов Фурье, а также получены цепочки уравнений для коэффициентов рядов Фурье для произвольных величин γ [6]. Оказалось, что для искомого случая с $\gamma \geq 1$ можно существенно упростить решения цепочек уравнений и ограничиться первыми уравнениями в цепочках.

Вольт-амперные характеристики $V(I)$ джозефсоновского перехода для случая $\gamma \geq 1$ в безразмерных переменных $v = V/I_c R_n$, $i = I/I_c$ описываются следующим выражением [6, с. 79]:

$$v(i) = i + \text{Re} \sigma_{1,0} = i - \frac{i}{2(i^2 + \gamma^2)}, \quad (2)$$

где коэффициент $\sigma_{1,0}$ находится из первого уравнения цепочки уравнений

$$2(i - jk\gamma)\sigma_{k,0} + \sigma_{k-1,0} + \sigma_{k+1,0} = 0, \quad (3)$$

$$\sigma_{0,0} = 1, \quad k > 1,$$

а σ_{20} полагается равным нулю. Первая dV/dI и вторая d^2V/dI^2 производные были определены по формулам

$$\frac{1}{R_n} \frac{dV}{dI} = \frac{dv}{di} = 1 + \frac{i^2 - \gamma^2}{2(i^2 + \gamma^2)^2}; \quad (4)$$

$$\frac{I_c}{R_n} \frac{d^2V}{dI^2} = \frac{d^2v}{di^2} = \frac{3i\gamma^2 - i^3}{(i^2 + \gamma^2)^3},$$

и имеют максимумы, равные $1 + 1/16\gamma^2$ при $i_{1m} = 1.73\gamma$ и $0.73/\gamma^3$ при $i_{2m} = 0.41\gamma$.

Величина спектральной плотности $S_V(f)$ флуктуаций напряжения в пределе низких частот $f \rightarrow 0$ рассчитывается из уравнений, приведенных в [6, с. 81] и равна

$$\frac{S_V(f=0)}{2kTR_n} = \frac{s_v(f=0)}{2\gamma} =$$

$$= 1 + 2\text{Re}[c_1(0)] = 1 + \frac{3i^2 - \gamma^2}{2(i^2 + \gamma^2)^2}, \quad (5)$$

где $c_1(0)$ находится из первого уравнения цепочки

$$2[i - jk\gamma]c_k + c_{k-1} + c_{k+1} + (1 - ji/k\gamma)\sigma_{k,0} = 0, \quad (6)$$

$$k > 0, \quad c_0 = 0,$$

а $c_2(0)$ считается равной нулю.

Основные электрические характеристики v , dv/di , d^2v/di^2 и $s_v(0)$ джозефсоновского перехода как функции тока i были получены согласно приближенным формулам (2), (4) и (5), а также было проведено их сравнение с аналогичными характеристиками, полученными численным счетом из полных цепочек уравнений (3) и (6) для одинаковых величин $\gamma \geq 1$. При этом наибольшие расхождения оказались у максимальных величин d^2v/di^2 (35%), и в величинах токов (23%), где этот максимум наблюдается, при $\gamma = 1$. При увеличении γ эти расхождения резко уменьшались. Обнаружено, что для γ порядка 1 и $\gamma \geq 1$ расхождения у характеристик, вычисленных по приближенным формулам и по полным цепочкам уравнений, можно существенно снизить до единиц процентов, если в формулах (2), (4) и (5) использовать эффективное γ_e , которое хорошо описывается выражением

$$\gamma_e = \gamma + 0.18/\gamma. \quad (7)$$

Результаты расчетов основных электрических характеристик переходов v ; dv/di ; d^2v/di^2 ; $s_v(0)/2\gamma$ (кривые 1, 4, 5, 6), выполненных численным образом по полным цепочкам уравнений (3) и (6) при $\gamma = 1$, в сравнении с соответствующими характеристиками, выполненным по приближенным формулам (2), (4), (5) с эффективным $\gamma_e = 1.18$ из (7), приведены на рис. 1. ВАХ из (3) при $\gamma = 1$ занимает промежуточное место между сильно нелинейной ВАХ при $\gamma = 0$, состоящей из сверхпроводящего участка с $v = 0$ при $i \leq 1$ и резистивного участка с $v = (i^2 - 1)^{1/2}$ при $i \geq 1$, и ВАХ при $\gamma \rightarrow \infty$, описываемой законом Ома. ВАХ из (2) при $\gamma = 1.18$ практически совпадает с ВАХ из (3) при $\gamma = 1$. Ток-овые зависимости первой dv/di и второй d^2v/di^2 производных, которые вычислены из (2) при $\gamma_e = 1.18$ и из (3) при $\gamma = 1$, весьма близки другу к другу. В частности, максимальная величина d^2v/di^2 и положение максимума i_{2m} второй производной,

полученной из точного расчета по (3) при $\gamma = 1$, отличаются лишь на 2% и 4% соответственно от аналогичных величин, полученных из приближенной формулы (2) при $\gamma_e = 1.18$. Аналогичные расчеты, проведенные для других величин γ в диапазоне 0.5...3, показали, что отличия в максимальных величинах d^2v/di^2 и положениях максимума i_{2m} второй производной между точным и приближенным расчетами составляют около 10% при $\gamma = 0.7$ и уменьшаются до 1% при повышении γ до 3.

Спектральная плотность флуктуаций напряжения $s_v(0)/2\gamma$ (см. рис. 1, кривые 6, 6') как функция тока i изменяется незначительно: сначала растет, начиная от величин, меньших 1, а затем после достижения максимума, большего 1, падает до 1. Такая зависимость с $s_v(0)/2\gamma > 1$ при промежуточных смещениях обусловлена, по-видимому, преобразованием шума к нулевым частотам из-за его взаимодействия с широкополосной джозефсоновской генерацией, в данном случае при $\gamma \approx 1$. Сплошные кривые, рассчитанные из (6) при $\gamma = 1$, с точностью до единиц процентов согласуются с таковыми, рассчитанными из (5) при $\gamma_e = 1.18$. Полученное описание простыми аналитическими выражениями электрических характеристик для джозефсоновского детектора значительно упрощает выяснение режимов его работы и оптимизацию в режиме классического детектора.

2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

Линейный отклик джозефсоновского перехода на воздействие переменных токов, наведенных внешним излучением, т.е. импеданс перехода $Z(\omega)$, при $\gamma \geq 1$ можно найти, используя следующее уравнение из [6, ф-ла (10.19)]:

$$Z(\omega) = R_n(1 + c_1^+ + c_1^-), \quad (8)$$

где коэффициенты c_1^\pm определяются из первых уравнений в цепочке уравнений

$$2 \left[\left(i \pm \frac{\omega}{\omega_c} \right) - jk\gamma \right] c_k^\pm + c_{k-1}^\pm + c_{k+1}^\pm + \sigma_{k,0} = 0 \quad (9)$$

при $k \neq 0, c_0^\pm = 0,$

а c_2^\pm полагаются равными 0. Тогда для $\text{Re}Z(\omega)$ получаем

$$\frac{\text{Re}Z(\omega)}{R_n} = 1 + \left[\frac{1}{2(i^2 + \gamma^2)} \right] \times \left\{ \frac{i^2(i^2 - (\omega/\omega_c)^2) - \gamma^2((\omega/\omega_c)^2 + \gamma^2)}{[(i + (\omega/\omega_c))^2 + \gamma^2][(i - (\omega/\omega_c))^2 + \gamma^2]} \right\}. \quad (10)$$

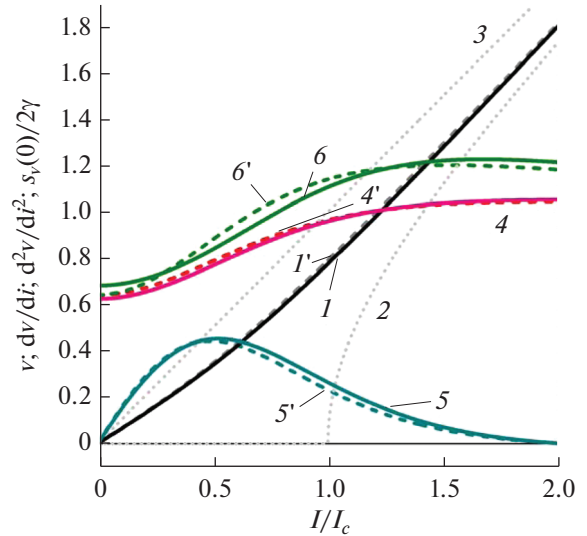


Рис. 1. Результаты полного численного расчета цепочки уравнений (3) и (5) при $\gamma = 1$ (сплошные кривые) и расчета по приближенным аналитическим формулам (2), (4), (5) при $\gamma_e = 1.18$ (штриховые) следующих величин: среднее напряжение $v(i)$ (кривые 1, 1'), первые dv/di (кривые 4, 4') и вторая d^2v/di^2 (кривые 5, 5') производные, а также спектральная плотность флуктуаций напряжения $s_v(0)/2\gamma$ (кривые 6, 6') как функции тока $i = I/I_c$ через джозефсоновский переход. Для сравнения с кривой 1 приведены ВАХ при $\gamma \rightarrow 0$ (кривая 2, точки) и ВАХ при $\gamma \rightarrow \infty$ (3, точки).

При малых частотах $\omega/\omega_c \ll i$ и $\gamma \geq 1$ имеем

$$\frac{\text{Re}Z(\omega)}{R_n} \rightarrow 1 + \frac{i^2 - \gamma^2}{2(i^2 + \gamma^2)^2} = \frac{dv}{di}, \quad (11)$$

т.е. действительная часть $\text{Re}Z(\omega)$ импеданса становится равной дифференциальному сопротивлению перехода, которое даже при $\gamma = 1$ близко к R_n . При увеличении частоты $\omega/\omega_c > i$ и γ значение $\text{Re}Z(\omega)$ в (10) быстро стремится к сопротивлению R_n .

Детекторные отклики ΔV джозефсоновского перехода на наведенные переменные токи I_ω рассматриваются в два этапа. Сначала рассматривается приближение малого сигнала $i_\omega \ll I_\omega/I_c$ и вычисляются квадратичные отклики $\delta v = \Delta V/I_c R_n$ на малый сигнал i_ω , как в [6]. Затем из полного уравнения (1) вычисляются отклики δv на сигнал произвольной величины. Коэффициент пропорциональности ρ_V в зависимости отклика ΔV джозефсоновского перехода от квадрата I_ω рассчитывается из уравнения

$$\rho_V = \frac{\Delta V}{I_\omega^2} = \left(\frac{R_n}{I_c} \right) \frac{\delta v}{i_\omega^2} = \left(\frac{R_n}{I_c} \right) \text{Re}d_1, \quad (12)$$

где коэффициент d_1 для нашего случая $\gamma \geq 1$ определяется из первого уравнения в цепочке уравнений из работы [6, ф-ла (10.63)]:

$$2(i - jk\gamma)d_k + d_{k-1} + d_{k+1} + c_k^+ + c_k^- = 0, \quad d_0 = 0, \quad (13)$$

причем коэффициенты c_1^\pm находятся из цепочек уравнений (9), а d_2 полагается равным нулю. В результате имеем выражение

$$\frac{\delta v}{i_\omega^2} = \left(\frac{1}{4}\right) \left[\frac{i(3\gamma^2 - i^2)}{(i^2 + \gamma^2)^3} \right] \times \left\{ \frac{(i^2 + \gamma^2)(i^2 + (\omega/\omega_c)^2 + \gamma^2)}{\left((i + \omega/\omega_c)^2 + \gamma^2 \right) \left((i - \omega/\omega_c)^2 + \gamma^2 \right)} \right\}, \quad (14)$$

где множитель в квадратных скобках есть не что иное, как вторая производная статической ВАХ, что указывает на близость отклика к таковому из теории классического выпрямления (см., например, [18].) При $\omega/\omega_c \ll i$ квадратичный отклик δv действительно стремится к классическому значению δv_0 , а именно

$$\frac{\delta v_0}{i_\omega^2} = \frac{d^2 v}{4di^2}, \quad (15)$$

и достигает максимума в $0.18/\gamma^3$ при токе $i_{2m} = 0.41\gamma$.

Частотная зависимость отклика δv определяется множителем в фигурных скобках (14), который дает плавное снижение в два раза при частоте ω_0

$$(\omega_0/\omega_c)^2 = 2i^2 + \left[4i^4 + (i^2 + \gamma^2)^2 \right]^{1/2}, \quad (16)$$

и квадратичное спадание при дальнейшем увеличении частоты. Таким образом, из выражения

$$\text{нер} = \frac{s_v^{1/2}(f=0)}{\text{resp}} = \frac{(2\gamma)^{1/2} \left[2(i^2 + \gamma^2)^2 + 3i^2 - \gamma^2 \right]^{1/2} \left[2(i^2 + \gamma^2)^2 + i^2 - \gamma^2 \right]}{i(3\gamma^2 - i^2)}. \quad (19)$$

Зависимости вольт-ваттной (resp) и предельной (нер) чувствительностей классического джозефсоновского детектора от тока i представлены на рис. 2а как результат расчета по приближенным аналитическим формулам (2), (4), (5), (17), (19) при $\gamma_e = \gamma + 0.18/\gamma = 1.18$ и по полным цепочкам уравнений (3), (6), (9), (13) при $\gamma = 1$. Из рис. 2а следует, что предельные характеристики, вычисленные по приближенным аналитическим формулам, хорошо согласуются с результатами точного расчета при $\gamma = 1$. При γ , больших 1, согласие между приближенными и точными результатами только

(16) для эффективной частотной полосы ω_0 классического детектора следует ее прямая пропорциональность характерной джозефсоновской частоте ω_c и зависимость от тока смещения i на переходе. Например, для максимального отклика δv при $i_{2m} = 0.41\gamma$ полоса ω_0/ω_c джозефсоновского классического детектора достигает 1.23γ . Из (14), (16) также следует, что при повышении тока $i > 0.41\gamma$ может происходить увеличение полосы ω_0/ω_c . Так, например, при $i = 1$ и $\gamma = 1$ из (16) следует, что полоса ω_0/ω_c повышается до 2.2, причем d^2v/di^2 понижается менее чем в два раза относительно максимума (см. рис. 1).

Таким образом, в пределе малых частот $\omega < \omega_0$, джозефсоновский переход при $\gamma \approx 1$ и $\gamma \geq 1$ ведет себя как классический квадратичный детектор переменных сигналов, и можно получить основные предельные характеристики исходя из подходов, развитых ранее для других детекторов с нелинейной ВАХ (см., например, [18]). Из (10) и (15) следует, что вольт-ваттная чувствительность $\Delta V/P_0 = 2\rho_v/\text{Re}Z(\omega)$ при $\omega/\omega_c \ll i$ будет равна

$$\frac{\Delta V}{P_0} = \frac{2\rho_v}{R_n dv/di} = \frac{1}{2I_c} \left[\frac{d^2 v/di^2}{dv/di} \right] = \frac{\text{resp}}{I_c}. \quad (17)$$

В физике детекторов в качестве P_{\min} принята мощность, эквивалентная шуму, NEP, которая определяется как входная мощность, необходимая для создания отклика ΔV_0 , равного среднеквадратичному значению шумового напряжения $\langle V_n^2 \rangle^{1/2} = S_V^{1/2}(f=0)B^{1/2}$ на детекторе в частотной полосе $B = 1$ Гц, т.е.

$$\text{NEP} = \frac{\langle S_V(f=0) \rangle^{1/2}}{\Delta V/P} = \text{нер} \left(\frac{hI_c^3 R_n}{4\pi e} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

где из (5) и (17) следует

улучшалось, а при $\gamma < 1$ ошибка в приближенных результатах не превосходила 10% до $\gamma = 0.7$.

При сравнении с зависимостью второй d^2v/di^2 производной ВАХ от тока i (кривая 1) видно, что максимум resp (кривая 2) и минимум нер (кривая 3) достигаются при более низких токах, чем максимум d^2v/di^2 . Величины $\text{нер} = \text{NEP}/(hI_c^3 R_n/4\pi e)^{1/2}$ достигают 4.2 при токе 0.4, а в широкой полосе токов от 0.12 до 0.9 не превосходят эту минимальную величину более чем в два раза. Вольт-ваттная чувствительность $\text{resp} = I_c \Delta V/P$ при токе 0.44 име-

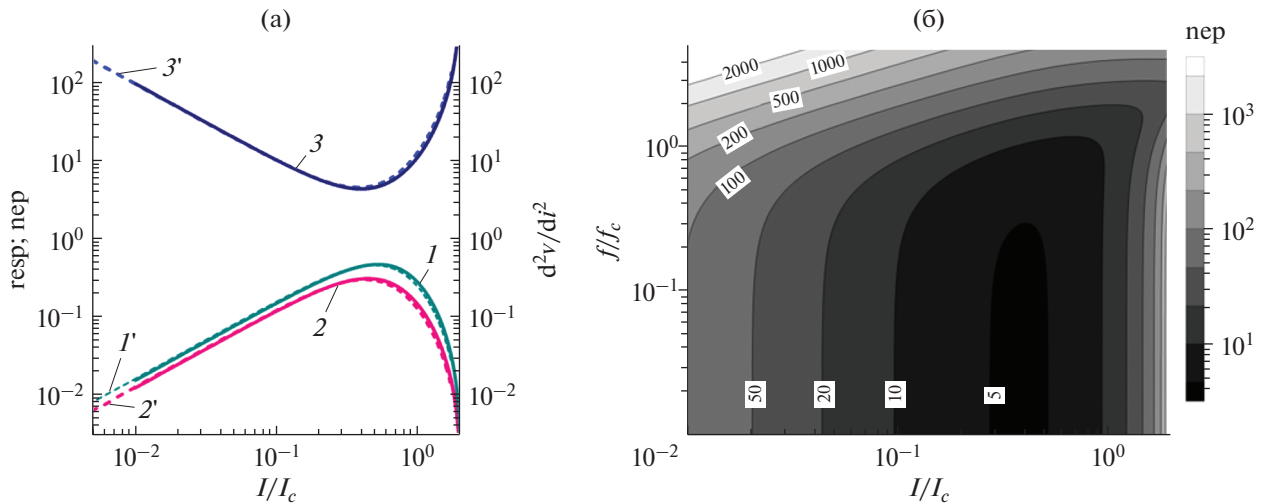


Рис. 2. Результаты вычислений (а) на основе полных цепочек уравнений (3), (6), (9), (13) при $\gamma = 1$ и $f/f_c = 0.01$ (сплошные) и расчет по приближенным аналитическим формулам (2), (4), (5), (17), (19) при $\gamma_e = \gamma + 0.18/\gamma = 1.18$ (штриховые) следующих величин: вторая $d^2V/dI^2 = (d^2V/dI^2)(I_c/R_n)$ производная ВАХ (кривые 1, 1'), вольт-ваттная чувствительность $\text{resp} = I_c \Delta V/P$ (кривые 2, 2'), предельная чувствительность $\text{пер} = \text{NEP}/(hI_c^3 R_n/4\pi e)^{1/2}$ (кривые 3, 3') как функции тока $i = I/I_c$ через переход при тепловых флуктуациях с $\gamma = 1$, а также двумерное распределение (б) величин предельной чувствительности $\text{пер} = \text{NEP}/(hI_c^3 R_n/4\pi e)^{1/2}$ в координатах – частота f/f_c наведенных токов и постоянный ток $i = I/I_c$ – для джозефсоновского перехода с $\gamma = 1$. Величины пер представлены ступенчатыми градиациями серого (шкала справа от рисунка), различающимися в последовательности 1 : 2 : 5 : 10 : ... Числами на рисунке представлены соответствующие граничные значения пер.

ет максимум, равный 0.3, и не падает более чем в два раза в диапазоне токов 0.13...0.95.

Полный анализ детекторных характеристик джозефсоновского перехода очень удобно проводить по их двумерным распределениям в координатах частота $f/f_c = \omega_0/\omega_c$ и ток $i = I/I_c$ через переход. На рис. 2б представлено такое распределение для величин $\text{пер} = \text{NEP}/(hI_c^3 R_n/4\pi e)^{1/2}$, полученное с помощью точного численного расчета по полным цепочкам уравнений (6), (9), (13) при $\gamma = 1$. Сечение распределения на рис. 2б при малой частоте 0.01 фактически является представлением кривой 3 из рис. 2а. И такое представление пер с минимумом при $i = 0.4$ сохраняется при увеличении частоты до $f/f_c \approx 0.2$, после чего происходит плавное ухудшение пер и смещение минимума в область больших токов i . При токе $i = 0.4$ минимальный пер имеет величину около 5 и не увеличивается более чем в два раза при повышении частоты до $f/f_c \approx 1$, что согласуется с результатами приближенного расчета частотной полосы (16) при использовании той же величины $\gamma = 1$. Из рис. 2б также следует, что если взять допустимую величину пер, равную 10, то при постоянном токе 1 можно достигнуть и большей частотной полосы $f/f_c \approx 2$ даже для того же перехода с $\gamma = 1$.

Изменением частотной полосы можно также управлять при использовании других величин γ , но

при этом происходит резкое изменение величин пер. На рис. 3 приведены два двумерных распределения величин предельной чувствительности $\text{пер} = \text{NEP}/(hI_c^3 R_n/4\pi e)^{1/2}$ в координатах частота f/f_c наведенных токов и постоянный ток $i = I/I_c$ для джозефсоновских переходов с $\gamma = 0.5$ и 2.0. Минимальные величины пер наблюдаются при низких частотах и при токах $i \approx 0.4\gamma$. При $\gamma = 0.5$ величины минимальных пер ≈ 0.5 почти на порядок меньше (см. рис. 3а), чем величины минимальных пер у перехода с $\gamma = 1$ (см. рис. 2б). Однако это улучшение минимальной предельной чувствительности при уменьшении γ до 0.5 сопровождается уменьшением частотного диапазона f/f_c классического детектора почти до 0.5. Вместе с тем увеличение γ до 2 приводит к ухудшению минимальных пер до 50, и при этом полоса f/f_c увеличивается до 2 (рис. 3б). Здесь, так же как и в случае перехода с $\gamma = 1$, увеличивая ток $i > 0.4\gamma$, можно увеличивать полосу детектора почти вдвое (при $i \approx \gamma$) при ухудшении вдвое же величин пер.

Весьма важным является вопрос о динамическом диапазоне по мощности сигнала у классического джозефсоновского детектора. Для традиционных квадратичных детекторов с достаточно слабыми нелинейными электрическими характеристиками в [18] вычисляются основные детекторные характеристики с учетом высших степе-

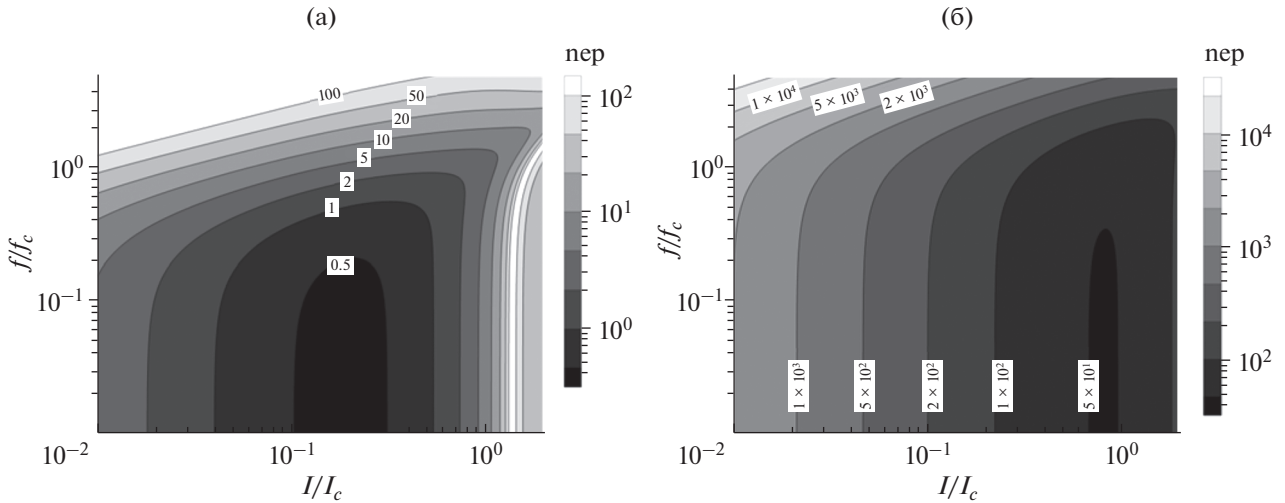


Рис. 3. Двумерные распределения величин предельной чувствительности $\text{пер} = \text{NEP}/(hI_c^3 R_n/4\pi e)^{1/2}$ в координатах – частота f/f_c наведенных токов и постоянный ток $i = I/I_c$ – для джозефсоновских переходов с $\gamma = 0.5$ (а) и 2.0 (б). Величины пер представлены ступенчатыми градиациями серого (шкала справа от рисунка), различающимися в последовательности $1 : 2 : 5 : 10 : \dots$. Числами на рисунке представлены соответствующие граничные значения пер.

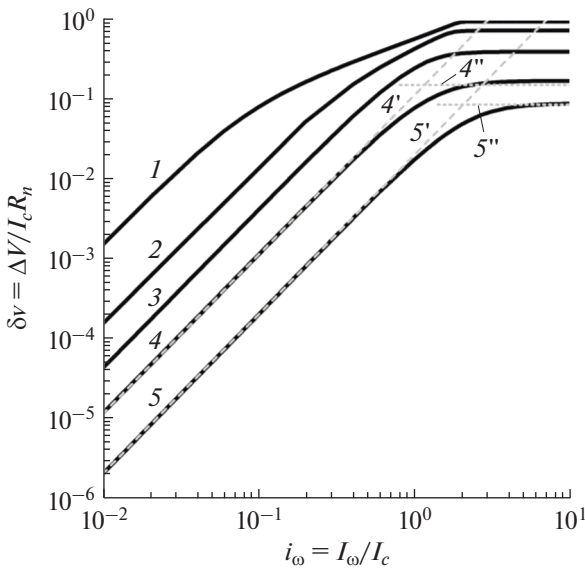


Рис. 4. Зависимость нормированного отклика $\delta v = \Delta V/I_c R_n$ от амплитуды наведенных токов i_ω для джозефсоновских переходов с величинами $\gamma = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.4 (3), 1.0 (4, 4', 4''), 2.0 (5, 5', 5''): сплошные кривые (1–5) – результат решения полного уравнения (1) для токов i_{2m} , соответствующих максимумам вторых производных d^2v/di^2 ; штриховые прямые (4', 5') – отклики $\delta v = (i_\omega^2/4)d^2v/di^2$ при токах i_{2m} ; пунктирные (4'', 5'') – максимальные отклики $\delta v_m = i - v$, вычисленные из приближенной аналитической формулы (2), (4) при $\gamma_e = \gamma + 0.18/\gamma$.

ней по амплитуде наведенного тока I_ω , что позволяет находить малые отклонения от квадратичного отклика и приписывать к заданным отклонениям величину максимально допустимой мощности сигнала. Оказалось, что такой подход в случае сильных нелинейностей электрических характеристик у джозефсоновских переходов в ряде случаев приводит к вычислению максимальных откликов, превосходящих характерные напряжения $I_c R_n$. Поэтому в нашем случае численным образом находили решение полного уравнения из [6, ф-ла (10.17)], справедливого для произвольных величин наведенных токов, и определяли величины отклика $\delta v = \Delta V/I_c R_n$ как функции наведенных токов $i_\omega = I_\omega/I_c$ с малой частотой $\omega/\omega_c \ll 1$ (рис. 4). Отклики δv для каждой величины γ были рассчитаны при токе i_{2m} , при котором вторая производная d^2v/di^2 имела максимальную величину.

Оказалось, что при всех величинах γ отклики δv при малых i_ω пропорциональны квадрату наведенного тока i_ω , а при $i_\omega \geq 1$ выходят на насыщение. При малых $\gamma \leq 0.1$ на зависимостях $\delta v(i_\omega)$ имеется еще и промежуточный участок – от квадратичной зависимости к насыщению с протяженностью, увеличивающейся при понижении γ (сплошные кривые 1 и 2). С повышением $\gamma \geq 0.4$ этот промежуточный участок сужается и наблюдается достаточно локализованный при $i_\omega \approx 1$ переход квадратичной зависимости к насыщению (сплошные кривые 3–5).

Полученные зависимости $\delta v(i_\omega)$ при $\gamma \geq 1$ (сплошные кривые 4 и 5) в области квадратичного отклика сопоставлены с аналогичными зависи-

мостями $\delta v(i_\omega) = (i_\omega^2/4)d^2v/di^2$, вычисленными из приближенных аналитических формул (2), (4) и (15) (штриховые прямые 4' и 5'). При этом в аналитических формулах для d^2v/di^2 (4) использовалось эффективное значение $\gamma_e = \gamma + 0.18/\gamma$. Как следует из сопоставления, в широком интервале наведенных токов $i_\omega < 1$ зависимости $\delta v(i_\omega) = (i_\omega^2/4)d^2v/di^2$ (4' и 5'), полученные из аналитических формул (4), с высокой точностью согласуются с результатами точного расчета (4 и 5).

Прямые 4'' и 5'' представляют собой максимальные отклики $\delta v_s = i - v(i)$, вычисленные согласно (2) при $i = i_{2m}$ для $\gamma_e = \gamma + 0.18/\gamma$ при значениях γ , равных 1 и 2 соответственно. Из рис. 4 видно, что эти прямые для $\gamma = 1$ и 2 хорошо описывают насыщенные отклики $\delta v(i_\omega)$ (кривые 4 и 5), полученных точным расчетом, при $i_\omega \gg 1$. Таким образом, насыщение откликов $\delta v(i_\omega)$ джозефсоновского детектора при больших i_ω обусловлено разницей постоянных напряжений на переходе в нормальном ($v = i$) и сверхпроводящем ($v = v(i)$) состояниях. Из (2) и (4) следует, что при токе $i_{2m} = 0.41\gamma$, при котором вторая производная имеет максимум, отклик равен $\delta v_s = 0.175/\gamma$. Максимальная величина $\delta v_s = 0.25/\gamma$ достигается при $i = \gamma$.

Можно также определить величину наведенного тока $i_{\omega c}$, при котором наступает кроссовер между квадратичной зависимостью отклика и его насыщением, из равенства $\delta v = (i_\omega^4/4)d^2v/di^2 = \delta v_s$, что при $i = i_{2m} = 0.41\gamma$ дает $i_{\omega c} = 0.98\gamma$. Как видно из рис. 4, положение кроссовера $i_{\omega c} \approx \gamma$, полученное оценкой из приближенных формул для отклика (кривые 4', 5' и 4'', 5'') хорошо согласуется с положениями кроссовера, полученными из точных расчетов (кривые 4, 5), для $\gamma = 1$ и 2 соответственно, если в оценках используется эффективная величина $\gamma_e = \gamma + 0.18/\gamma$. Для кривых 1 и 2, полученных при γ , меньших 0.4, положения кроссовера уже существенно выше, чем $i_{\omega c} \approx \gamma$ из приближенных формул.

Используя выражения для отклика в режиме насыщения, $\delta V_s = I_c R_n i / 2(i^2 + \gamma^2)$, и шумового ограничения для отклика снизу,

$$\delta V_{\min} = (2kTR_n)^{1/2} B^{1/2} \{ [2(i^2 + \gamma^2)^2 + (3i^2 - \gamma^2)] / 2(i^2 + \gamma^2)^2 \}^{1/2},$$

получим для динамического диапазона $D = \delta V_s / \delta V_{\min}$ джозефсоновского детектора по сигналу (а также и по мощности наведенных токов) следующее выражение:

$$D = \left(\frac{\pi}{2\gamma} \right)^{1/2} \frac{i}{[2(i^2 + \gamma^2)^2 + (3i^2 - \gamma^2)]^{1/2}} \frac{f_c^{1/2}}{B^{1/2}}. \quad (20)$$

Оценки предельных характеристик классических джозефсоновских детекторов при использовании переходов [12] из высокотемпературных сверхпроводников

T, К	$I_c R_n$, мВ	γ	R_n , кОм	NEP, Вт/Гц ^{1/2}	f_0 , ТГц	$DB^{1/2}$, Гц ^{1/2}
50	2.5	0.5	0.6	2×10^{-15}	0.7	9×10^5
77	1	0.5	0.15	2×10^{-15}	0.3	6×10^5
50	2.5	1	1.2	8×10^{-15}	1.4	3×10^5
77	1	1	0.31	7×10^{-15}	0.6	2×10^5
50	2.5	2	2.4	5×10^{-14}	2.8	1×10^5
77	1	2	0.62	5×10^{-14}	1.2	7×10^4

Таким образом, при $i_{2m} = 0.41\gamma$ мы получим $D \cong 0.3 f_c^{1/2} / \gamma^{3/2} B^{1/2}$. А при токах $i \cong \gamma$ можно получить и большую величину динамического диапазона $D \cong 0.45 f_c^{1/2} / \gamma^{3/2} B^{1/2}$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Джозефсоновский переход, описываемый простой резистивной моделью, при джозефсоновских энергиях, сравнимых с энергией тепловых флуктуаций, может служить основой для создания классического детектора электромагнитного излучения. Используя результаты, полученные в разделах 2 и 3, оценим возможные предельные детекторные характеристики для переходов, недавно реализованных на основе эпитаксиальных пленок из высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [12]. При оценках будут использоваться следующие достигнутые параметры переходов: средние характерные напряжения $I_c R_n$ (50 К) = 2.5 мВ и $I_c R_n$ (77 К) = 1 мВ. Для того чтобы отношения $\gamma = 4\pi kT/hI_c$ у этих переходов были равны заданной величине при температуре T , необходимо, чтобы сопротивление $R_n = I_c R_n(T)/(4\pi kT/h\gamma)$. Оценки основных параметров классического детектора были проведены при токах через переходы, соответствующих минимальным величинам NEP (см. таблицу).

В таблице приведены характеристики джозефсоновских детекторов, работающих в режиме классического детектора в области температур 50...77 К, поскольку этот диапазон температур детекторов легко достигается при охлаждении жидким азотом, а также с помощью электрических охладителей. Даже в этом достаточно ограниченном диапазоне температур можно реализовать режимы классического детектирования в ВТСП-переходах с величинами γ от 0.5 до 2 при сопротивлениях переходов от 0.15 до 2.4 кОм. Малые величины, до 2×10^{-15} Вт/Гц^{1/2}, предельных чувствительностей

NEP могут иметь детекторы с $\gamma = 0.5$ при сопротивлениях R_n от 600 до 150 Ом. Сравнительно низкие величины сопротивлений R_n в этом случае перспективны для согласования с широкополосными антеннами. Дополнительным преимуществом этого режима детектирования является высокий динамический диапазон по мощности до величин порядка 10^6 . Недостатком этого режима с $\gamma = 0.5$ является невысокая частотная полоса f_0 , не превышающая 0.7 ТГц при 50 К.

Для $\gamma = 2$ можно существенно повысить полосу классического детектирования до 1.2 ТГц даже при температуре детектора $T = 77$ К, но при этом необходимы переходы с большими сопротивлениями, величины NEP = 5×10^{-14} Вт/Гц^{1/2} существенно хуже, а динамический диапазон по мощности на порядок меньше, чем для случая с $\gamma = 0.5$. Реализация режима классического детектирования при $\gamma = 1$ может оказаться разумным компромиссом между требуемыми величинами сопротивлений R_n и достижимыми величинами NEP, f_0 , $DB^{1/2}$.

Условия реализации конкретных режимов классического джозефсоновского детектора могут существенно различаться, но приведенные оценки различных комбинаций параметров этих детекторов показывают их высокий потенциал для целого ряда перспективных применений в ТГц-технологиях. Оцененная предельная чувствительность порядка 10^{-14} Вт/Гц^{1/2} в полосе от 0 до 1.4 ТГц существенно, на два порядка меньше аналогичных величин у традиционных полупроводниковых приемников [14, 15]. Также эти детекторы имеют ряд особенностей, которые могут облегчить реализацию тех применений, где требуется сочетание высокой чувствительности и быстродействия. Наличие динамического диапазона $DB^{1/2}$ по мощности порядка $10^5 \dots 10^6$ Гц^{1/2} означает возможность работать с отношением сигнал/шум в детекторе до $10 \dots 10^2$ при частотной полосе $B = 100$ МГц. При этом ограничения сигнала собственной постоянной времени τ в данном детекторе не будет, так как постоянная времени весьма мала и составляет $\tau \cong 1/f_0 \cong 10^{-12}$ с. Сохранение предельных значений чувствительностей в широкой полосе задаваемых токов является весьма полезной особенностью джозефсо-

новского классического детектора, особенно привлекательной для создания одномерных или двумерных решеток из этих детекторов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания, а также при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-00779).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tonouchi M.* // Nature Photon. 2007. V. 1. P. 97.
2. *Rogalski A., Sizov F.* // Opto-Electron. Rev. 2011. V. 19. P. 346.
3. *Anders S., Blamire M.G., Buchholz F.-Im. et al.* // Physica C. 2010. V. 470. P. 2079. 2010.
4. *Zmuidzinas J., Richards P.* // Proc. IEEE. 2004. V. 92. P. 1597.
5. *Ariyoshi S., Otani C., Dobroiuet A. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 203503.
6. *Лухарев К.К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.
7. *Kanter H., Vernon F.L.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 7. P. 3174.
8. *Дивин Ю.Я., Полянский О.Ю., Шульман А.Я.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 17. С. 1056.
9. *Tolner H.* // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 691.
10. *Дивин Ю.Я., Малов А.Д., Надь Ф.Я.* // РЭ. 1978. Т. 23. № 9. С. 1875.
11. *Divin Yu. Ya., Nad' F.Ya.* // IEEE Trans. 1979. V. MAG-15. № 1. P. 450.
12. *Gundareva I., Divin Y.* // IEEE Trans. 2016. V. AS-26. № 3. P. 1100204.
13. *Gundareva I., Pavlovskiy V., Divin Y.* // IEEE Trans. 2018. V. AS-28. № 4. 1800105.
14. *Hesler J.L., Crowe T.W.* // Proc. 18th Int. Symp. Space Terahertz Technol. 2007. P. 89. http://vadiodes.com/images/pdfs/VDI_Detector_Char_ISSTT2007.pdf.
15. Indium antimonide (InSb) hot electron bolometer. QMC Instruments Ltd. 2017. <http://www.terahertz.co.uk/qmc-instruments-ltd/thz-detector-systems/insb-heb>
16. *Лухарев К.К., Ульрих Б.Т.* Системы с джозефсоновскими контактами. М.: МГУ, 1978.
17. *Devyatov I.A., Kuzmin L.S., Likharev K.K. et al.* // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 1808.
18. *Cowley A.M., Sorensen H.O.* // IEEE Trans. 1966. V. MTT-14. № 12. P. 588.