

УДК 621.315.592

PACS: 85.60 Gz

Современное состояние и перспективы детекторов в терагерцовом диапазоне.

Часть 2. Гетеродинное детектирование терагерцового излучения

Н. А. Кульчицкий, А. В. Наумов, В. В. Старцев, М. А. Демьяненко

Продолжено обсуждение проблем, связанных с развитием технологии детекторов излучения терагерцового диапазона. Продолжено рассмотрение основных физических явлений и недавний прогресс в различных методах детектирования терагерцового излучения – прямого детектирования (в ч. 1) и гетеродинного детектирования (в ч. 2). Обсуждаются преимущества и недостатки сенсоров прямого детектирования и сенсоров с гетеродинным детектированием.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, прямое, гетеродинное детектирование, чувствительность, полоса частот.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-6-499-512

Введение

Несмотря на то, что область терагерцевых технологий в последние годы переживает бурное развитие [1, 2], создание компактных высокочувствительных перестраиваемых по частоте и работающих при комнатной температуре детекторов терагерцового излучения

как отмечалось в ч. 1 настоящего обзора, по-прежнему представляет собой сложную научную задачу. Это прежде всего обусловлено тем, что при приближении к терагерцевой области спектра, методы генерации детектирования, используемые в радио- и СВЧ-диапазоне, а также в оптическом и ИК-диапазоне становятся малоэффективными. Так, вакуумные электронные приборы, при приближении к терагерцевой области, при своем изначально большом размере, требуют наличия сильных магнитных полей, а реализация терагерцевых квантовых генераторов и детекторов сталкивается с тем, что энергия терагерцового фотона сравнима с тепловой энергией при комнатной температуре.

Использование материалов, в которых реализуются низкоразмерные электронные системы, таких как полупроводниковые гетероструктуры GaAs/AlGaAs, углеродные нанотрубки с металлической проводимостью и графен, дает определенные возможности для преодоления этих трудностей [2]. С одной стороны, данные структуры являются микроскопическими квантовыми системами, в которых волны зарядовой плотности (плазмоны) оказываются сильно замедленными (в сотни раз по сравнению со светом), что позволяет удовлетворить требованию компактности, с дру-

Кульчицкий Николай Александрович^{1,2}, зам. начальника управления, д.т.н.

E-mail: orion@orion-ir.ru

Наумов Аркадий Валерьевич³, руководитель направления.

Старцев Вадим Валерьевич³, главный конструктор.

Демьяненко Михаил Алексеевич⁴, с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

² МИРЭА – Российский технологический университет.

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

³ Акционерное общество «Оптико-механическое конструкторское бюро Астрон».

Россия, 140080, Московская область, г. Лыткарино, ул. Парковая, 1.

E-mail: info@astrohn.ru

⁴ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН.

Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13.

Статья поступила в редакцию 08 ноября 2021 г.

© Кульчицкий Н. А., Наумов А. В., Старцев В. В., Демьяненко М. А., 2021

гой, параметром затухания таких плазмонов является не отношение тепловой энергии к энергии фотона (как в случае лазеров), а отношение частоты электронных столкновений к частоте плазменных колебаний.

Это, наряду с тем фактом, что время релаксации импульса электрона в данных системах может быть меньше пикосекунды, позволяет создавать на их основе микроразмерные терагерцевые резонаторы с приемлемой добротностью.

В настоящее время существует большое разнообразие сенсоров ТГц-излучения, как относительно традиционных (например, болометров), так основанных на различных принципах и материалах, которые появились недавно. Критическое различие между детектированием в ТГц-диапазоне и детектированием в инфракрасном диапазоне заключается в малой энергии фотонов ТГц-диапазона.

Как отмечалось в [1], все ТГц-системы обнаружения могут быть подразделены на две группы, когерентные (гетеродинные) системы обнаружения и некогерентные (прямого детектирования) системы обнаружения. Первые позволяют определять не только амплитуды сигналов, но также их фазы, что важно для увеличения объема информации, получаемой об объекте. Это позволяет также реализовать наивысшие характеристики чувствительности детектора и его спектрального разрешения. Некогерентные системы обнаружения позволяют определять только амплитуды сигналов и, как правило, являются широкополосными системами. Детекторы, используемые в этих двух системах обнаружения, сходны во многих случаях, но некоторые из них, например, низкотемпературные полупроводниковые болометры на горячих электронах невыгодно использовать в когерентных системах из-за относительно большого времени отклика ($\tau \sim 10^{-7}$ с).

Целью настоящей работы является продолжение обзора современных терагерцевых приемников, как квантовых, так и тепловых, наиболее широко применяемых для гетеродинного детектирования.

Сейчас большинство субмиллиметровых детекторов, действующие в определенных частотных зонах, основаны на предельно чувствительных сверхпроводящих структурах,

которые характеризуются мощностью, эквивалентной шуму (NEP) $\sim 10^{-18} - 10^{-20}$ Вт/Гц^{0,5} при рабочей температуре $T = 100 - 200$ мК [3]. Из-за высокой чувствительности эти детекторы предпочтительны в условиях низкого фонового потока фотонов и нашли применение, в частности, в астрономии.

Когерентные системы обнаружения сигнала используют дизайн гетеродинных схем, так как до сих пор, для высоких частот излучения собственных усилителей не существует. Детектируемые сигналы преобразуются в существенно более низкочастотные ($f \sim 1 - 30$ ГГц), которые затем усиливаются маломощными усилителями. В основном, эти системы являются селективными (узкополосными) системами обнаружения.

Детекторы с гетеродинным обнаружением

В гетеродинных детекторах сигналы с ТГц или суб-ТГц частотами преобразуются в сигналы с более низкими промежуточными частотами (IF), предоставляя информацию об амплитуде и фазе входного излучения. На протяжении нескольких десятилетий такие детекторы применяются для высокоразрешающих спектроскопических исследований, космического дистанционного зондирования, а относительно недавно стали использоваться для формирования изображения в мм и суб-мм диапазоне [3, 4].

Схема гетеродинного детектирования показана на рисунке 1. Вдобавок к сигналу W_S и мощности фонового излучения W_B добавляется мощность излучения W_{LO} от локального осциллятора (например, лазера или любого другого вида узкополосного источника излучения). Локальный осциллятор необходим для обеспечения процесса оптического смешивания. Основными элементами мм или суб-мм гетеродинных детекторов является смеситель, который необходим для смешивания W_S и W_{LO} и для генерации сигнала на промежуточной частоте $\nu_{IF} = |\nu_s - \nu_{LO}|$. Ключевым компонентом смесителя является нелинейный смешивающий элемент (детектор), в котором сигнальная мощность и мощность LO излучения взаимодействуют при использовании некоторого вида диплексера

(фильтра, предназначенного для объединения сигналов различных диапазонов частот, который служит для объединения двух портов в один). При использовании мм или суб-мм матрицы выбор смесителя определяется доступностью источника LO мощности в данном спектральном диапазоне, рабочей температурой смесителя и необходимой чувствительностью.

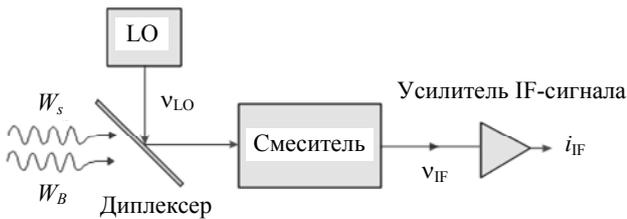


Рис. 1. Упрощенное схематическое представление гетеродинного приемника. W_s – мощность сигнала с частотой ν_s , W_B – мощность фонового излучения, W_{LO} – мощность излучения локального осциллятора с частотой ν_{LO} и ν_{IF} – промежуточная частота [2, 3].

Расчеты предполагают, что LO импульсная мощность, требуемая для смесителей Шоттки составляет 1 мВт, для смесителей сверхпроводник-диэлектрик-сверхпроводник (SIS) – 40 мкВт и для смесителей на основе болометров с горячими электронами (HEB) – 2 мкВт. Предполагались потери связи локального осциллятора равные 3 дБ [4]. Серьезная проблема, которая ограничивает применение гетеродинных матриц в суб-мм (ТГц) спектральной области (то есть для приложений высокоразрешающей спектроскопии ($\nu/\Delta\nu \sim 10^6$, где ν – частота, $\Delta\nu$ – интервал частот), или фотометрии ($\nu/\Delta\nu \sim 3 \cdot 10^9$) и для формирования изображений, лежит в технологических ограничениях твердотельного локального осциллятора (LO) мощности или гетеродина. Из-за значительного ослабления ТГц волны не очень полезны для дальней связи, но вследствие сильного поглощения большинством материалов ТГц излучение предоставляет информацию о физических свойствах материалов (см. табл. 1).

Таблица 1

Ограничения современных технологий с одним источником LO, действующим при 300 К и 120 К

Выходная частота	Выходная мощность (опубликованные данные)		Выходная мощность (возможная)		Число пикселей для различных смесителей					
	300 К	120 К	300 К	120 К	Шоттки		SIS		HEB	
					300 К	120 К	300 К	120 К	300 К	120 К
800 ГГц	1 мВт	2 мВт	2 мВт	4 мВт	2	4	25	50	400	800
1500 ГГц	15 мкВт	40 мкВт	40 мкВт	80 мкВт			1	2	20	40
1800 ГГц	3 мкВт	20 мкВт	10 мкВт	50 мкВт					5	25
2400 ГГц			2 мкВт	5 мкВт					1	2

Основным преимуществом систем гетеродинного детектирования является то, что информация о частоте и фазе сигнала с частотой ν_s преобразуется в частоту ν_{IF} , которая находится в намного более низкочастотном диапазоне ($\nu_{IF} \ll \nu_s$), соответствующем времени отклика электроники. Это преобразование ($\nu_s \rightarrow \nu_{IF}$) называется гетеродинным переходом (конверсией). Если частоты сигнала и локального осциллятора равны между собой, тогда $\nu_{IF} = 0$ (т. е. вырождается в постоянный сигнал), то такой процесс детектирования называется гомодинным переходом.

Для эффективного преобразования и обеспечения низкого шума в мм и суб-мм спектральных диапазонах может быть использовано только несколько типов детекторов в качестве смесителей. Часто используются приборы, имеющие сильную электрическую

квадратичную нелинейность. Примерами являются прямо смещенные диоды Шоттки, сверхпроводник-диэлектрик-сверхпроводник (SIS) с туннельным переходом, полупроводниковые и сверхпроводниковые болометры HEBs, сверхрешетки (SL). Схематические вольт-амперные характеристики таких приборов показаны на рис. 2.

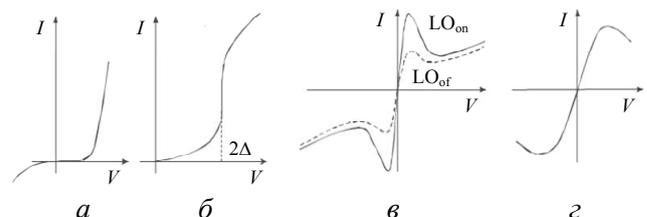


Рис. 2. Схематические вольт-амперные характеристики нелинейных элементов, на которых основаны ТГц гетеродинные приемники: (а) диод Шоттки, (б) SIS, (в) HEB, и (г) SL[2].

Одновременно с разумной эффективностью преобразования и низким шумом эти нелинейные приборы должны обладать высокой операционной скоростью преобразования для обеспечения широкой полосы для последующего усиления сигналов при намного более низких частотах ($f \sim 1\text{--}30$ ГГц).

При большой LO мощности W_{LO} можно детектировать относительно малую мощность сигнала W_s . Когда такое условие соблюдается (при $W_{LO} \gg W_s$), квантовый шум в сигнальном потоке может быть доминирующим шумом и для внутреннего усиления сигнала $G = 1$ для не фотопроводящих детекторов при отношении сигнала к шуму $S/N = 1$, следует:

$$W_{s,het}^{\min} = \frac{h\nu}{\eta} \Delta f, \text{ Вт} \quad (1)$$

а для минимальной обнаруживаемой энергии имеем $E_{s,het}^{\min} = \frac{h\nu}{\eta}$. Для эффективности связи $\eta = 1$ это означает квантовый предел обнаружения сигнала. Так как при этом энергия одного фотона, принимаемая не фотопроводящим детектором, трансформируется в кинетическую энергию одного электрона, который затем пересекает барьер.

Для гетеродинного детектирования может быть показано, что NEP равно (BLIP режим):

$$NEP_{het} = \frac{W_{s,het}^{\min}}{\Delta f} = \frac{h\nu}{\eta}, \text{ Вт/Гц} \quad (2)$$

Заметим, что для гетеродинного детектирования, единицами измерения NEP являются Вт/Гц вместо Вт/Гц^{0,5}, как для прямого детектирования.

Чувствительность гетеродинных детекторов часто дается в терминах температуры шума смесителя T_{mix} , которая коррелирует с эквивалентной мощностью шума смесителя:

$$NEP_{mix} = k_B T_{mix}. \quad (3)$$

Для спектральной зоны $\lambda \approx 3$ мм ($\nu \approx 100$ ГГц), где есть окно прозрачности атмосферы, значение $T_s^{\min} = \frac{E_{s,het}^{\min}}{k_B} = \frac{h\nu}{k_B} \approx 4,8$ К является фундаментальным пределом шумо-

вой температуры, введенным принципом неопределенности любых одновременных измерений амплитуды и фазы электромагнитной волны.

Предельные значения шумовой температуры гетеродинных ТГц детекторов часто сравнивают используя значения T_s^{\min} . Поскольку гетеродинные детекторы измеряют как амплитуду, так и фазу, одновременно, они регулируются принципом неопределенности и следовательно они ограничены квантовым шумом при абсолютном уровне шума 48К/ТГц.

Традиционно доступная технология терагерцовых приемников использует смесители на основе диодов с барьерами Шоттки (SBD) с накачкой локальным осциллятором на основе газового лазера. Температура шума таких приемников по существу достигает предела $50 \frac{h\nu}{k_B}$ в частотном диапазоне ниже 3 ТГц. Свыше 3 ТГц происходит ступенчатое увеличение T_s^{\min} в основном вследствие увеличивающихся потерь в антеннах и снижения характеристик самого диода. В последние два десятилетия впечатляющие улучшения в чувствительности приемников были достигнуты при использовании сверхпроводящих SIS- и НЕВ-смесителей. На рис. 3 изображены селективные шумовые температуры таких приемников. SIS-смесители на основе Nb обеспечивают почти квантово-ограниченные характеристики до частоты 0,7 ТГц.

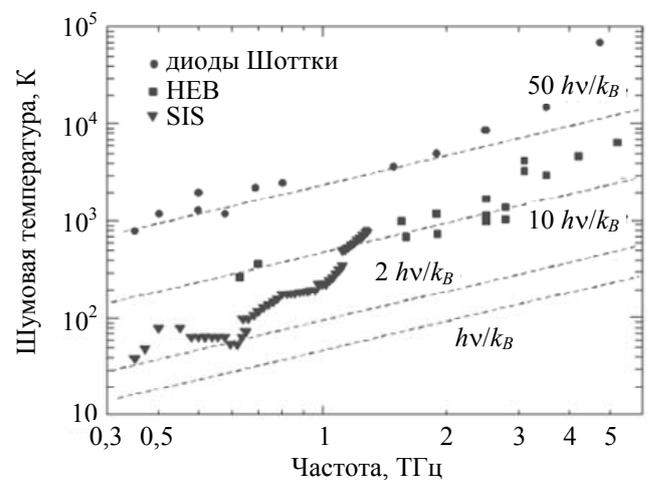


Рис. 3. Шумовая температура смесителей на основе барьеров Шоттки, SIS-смесителей и НЕВ-смесителей, действующих в терагерцовом спектральном диапазоне [2].

В отличие от смесителей на основе SBD- и SIS-смесители на основе НЕВ являются тепловыми детекторами. До 2,5 ТГц шумовая температура близка к линии $10 \text{ } h\nu/k_B$. По сравнению с барьерами Шоттки смесители на основе НЕВ требуют на три или четыре порядка амплитуды меньшую LO мощность.

Гетеродинные детекторы чаще всего используются в исследованиях при измерениях излучения космического микроволнового фона (СМВ) в мм и суб-мм диапазонах. Типичный приемник включает коническую антенну, усилитель, полосовой фильтр и детектор на основе SIS или НЕВ.

Сравнение гетеродинного и прямого детектирования

Гетеродинное детектирование предлагает высокое спектральное разрешение $\nu/\Delta\nu \sim 10^5\text{--}10^6$. Очень высокое спектральное разрешение возможно, пока $\nu_{IF} \ll \nu$. Но для гетеродинных систем, особенно для SBD-приемников в ТГц-области, критическим компонентом является локальный осциллятор.

В то же время детекторы с прямым детектированием, как правило, действуют в широком спектральном диапазоне, и когда фотонный фон низок могут обеспечивать достаточно высокое разрешение. Они предпочтительнее для умеренного спектрального разрешения $\nu/\Delta\nu \sim 10^3\text{--}10^4$ или ниже, а также для формирования изображений. Детекторы с прямым детектированием могут использоваться в таких применениях, где чувствительность более важна, чем спектральное разрешение.

Иметь ограниченную фоновую матрицу детекторов важно с точки зрения исключения, например, фонового шума неба, учитывая, что любая пространственно коррелированная компонента этого шума, детектируемая во всех сенсорах в матрице, может быть существенно подавлена. Среди детекторов с прямым детектированием, низкотемпературные болометры обычно обеспечивают наивысшую чувствительность от дальнего инфракрасного до миллиметрового диапазона электромагнитного спектра, обеспечивая ограниченные фоновые характеристики с $NEP \sim (0,4\text{--}3) \times 10^{-19} \text{ Вт/Гц}^{0,5}$

при рабочей температуре 100–300 мК. В условиях микроволнового фона (СМВ) использовались системы когерентных детекторов и некогерентные болометрические системы. Для космических экспериментов наземного базирования применимыми являются оба типа детекторов.

По сравнению с прямым детектированием, гетеродинное детектирование обладает преимуществами и недостатками. Преимущества гетеродинного детектирования заключаются в следующем:

- оно может детектировать частотную модуляцию и фазовую модуляцию;

- доминирующий шум следует из флуктуаций мощности гетеродина W_{LO} и он более вероятен, чем шум фонового излучения, таким образом, обеспечивается избирательность, например, против фонового потока и т. д.;

- процесс преобразования частоты IF обеспечивает усиление так, что выходной сигнал IF-детектора может быть сделан больше чем, например, тепловой и генерационно-рекомбинационный шум;

- усиление преобразования пропорционально W_{LO}/W_s и, таким образом, намного меньшая мощность сигнала излучения может быть обнаружена по сравнению с прямым детектированием.

Недостатками гетеродинного детектирования являются:

- оба пучка должны совпадать и быть равными по диаметру, и также их векторы Пойтинга должны совпадать;

- волновые фронты обоих пучков должны иметь одинаковые радиусы кривизны и иметь похожие структуры поперечных пространственных мод, поэтому они должны быть поляризованы в одном направлении;

- трудности в производстве матриц большого формата.

Системы когерентного детектирования (с SIS- или SBD-смесителями), как правило, ограничены в детектировании сигналами с частотами, превышающими 1 ТГц. Гетеродинные НЕВ-смесители и детекторы прямого детектирования на основе сенсоров, действующих вблизи края перехода в сверхпроводящее состояние (TES) почти не имеют практических ограничений в применении в коротковолновом суб-мм диапазоне [3, 4].

Типы детекторов. Детекторы на эффекте разрыва куперовских пар

Один из методов детектирования фотонов состоит в использовании сверхпроводящих материалов. Если температура значительно ниже температуры перехода T_c большинство электронов в этих материалах связаны в куперовские пары. Фотоны с энергиями, превышающими энергии связи куперовских пар в сверхпроводнике, могут разорвать эти пары, производя квазичастицы (электроны) (рис. 4). Одним из преимуществ таких детекторов является то, что фундаментальный шум вследствие случайной генерации и рекомбинации тепловых квазичастиц уменьшается экспоненциально с температурой как $\exp(-\Delta/k_B T)$, где 2Δ – энергетическая щель сверхпроводимости. У лучших детекторов шумовая температура может составлять $k_B T \geq h\nu/\eta$. В детекторах с разрывом пар возможно реализовать $\eta \rightarrow 1$ и подойти к квантовому пределу.



Рис. 4. Схема создания квазичастиц [2].

Существует несколько типов разработок детекторов с разрывом пар, которые используют различные способы разделения квазичастиц из куперовских пар. Среди них детекторы со сверхпроводящим переходом (STJ), детекторы и смесители сверхпроводник-диэлектрик-сверхпроводник (SIS), детекторы и смесители сверхпроводник-диэлектрик-нормальный металл (SIN), детекторы с кинетической индуктивностью в радиодиапазоне и детекторы с кинетической индуктивностью на основе сверхпроводящих приборов с квантовой интерференцией (SQUID).

STJ-детекторы

Детекторы со сверхпроводящим туннельным переходом (STJ) впервые были предло-

жены в начале 1960-х [2]. В таком детекторе туннельный переход используется, для того чтобы квазичастицы прошли через переход и были отделены от куперовских пар. Со связанной антенной STJ-детекторы со считыванием на основе одноэлектронного транзистора (в отсутствии фона) могут обеспечить $NEP \sim 10^{-20}$ Вт/Гц^{0,5} [5]. Эффект прямого преобразования суб-мм фотонов в электрический ток через процесс туннелирования при помощи фотонов может быть использован для прямого и гетеродинного детектирования, поскольку вольтамперная характеристика нелинейна (рис. 5).

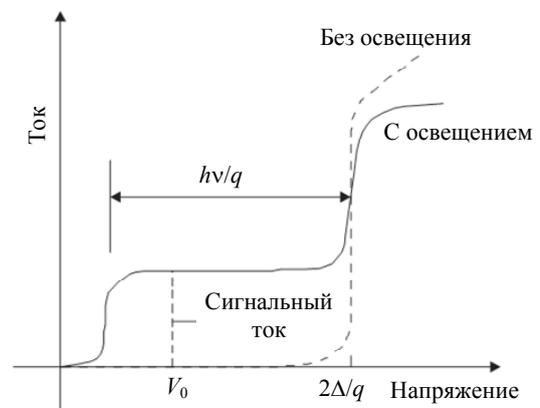


Рис. 5. Схематическая кривая вольтамперной характеристики для освещенного и неосвещенного STJ-барьера. Интенсивность падающего излучения измеряется как избыточный ток при определенном напряжении смещения V_0 [2].

В STJ структурах электронная плотность состояний в сверхпроводнике (рис. 6) препятствует туннелированию электронов через переход пока приложенное напряжение смещения V_b не обеспечит достаточно энергии для туннелирования электронов через барьер 2Δ . Когда излучение с частотой ν падает на детектор туннелирование при помощи фотонов возможно для $V_b > 2\Delta/q - h\nu/q$. Сигнальный ток измеряется как добавочный ток при определенном напряжении смещения V_0 .

Существует несколько предложений по дизайну STJ-детекторов. Прибор состоит из трех видов слоев: верхнего сверхпроводника, диэлектрика и нижнего сверхпроводящего слоя. Реальные STJ-приборы, используемые в таких детекторах, имеют структуру слоев Nb/Al/ AlO_x /Al/Nb. Диэлектрик AlO_x работает как туннельный барьер, физическая толщина

которого составляет около 1,5 нм [2]. ТГц-элемент детектора включает антенну из сверхпроводящего Nb, микрополосковую линию из сверхпроводящего Nb и STJ. STJ-детектор может рассматриваться как LCR-схема, в которой существует несколько резонансных частот. STJ диаметром 3 мкм соответствует частотному отклику детектора при $\nu = 0,65$ ТГц.

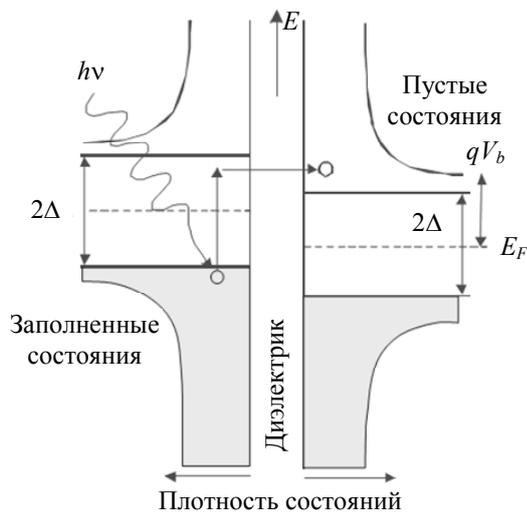


Рис. 6. Схематическая диаграмма зонной структуры и туннелирования квазичастицы при помощи фотонов. Горизонтальная ось представляет плотность состояний в каждом сверхпроводнике и вертикальная ось показывает энергетический уровень квазичастиц. Запрещенная зона соответствует запрещенным состояниям для квазичастиц, где электроны содержатся в куперовских парах [2].

SIS-детекторы

Из-за сильной нелинейности вольтамперной характеристики туннельных переходов сверхпроводник-диэлектрик-сверхпроводник (SIS) в основном они используются как смесители в мм и суб-мм приемниках гетеродинного типа, но также могут использоваться как детекторы, непосредственно преобразующие энергию в электрический ток через туннельный переход.

SIS ТГц-детекторы прямого детектирования на основе Nb/Al/AlO_x/Al/Nb STJ достигают $NEP = 1,9 \times 10^{-16}$ Вт/Гц^{0,5} ($\nu = 0,65$ ТГц и $T = 300$ мК) [6]. Если шум, связанный с флуктуациями фонового излучения, пренебрежимо мал, то собственная чувствительность таких детекторов может достигать $NEP \approx 10^{-18}$ Вт/Гц^{0,5}. Разработана для суб-мм камеры матрица с ма-

лым числом элементов (9 элементов) SIS фотонных детекторов с $NEP \sim 10^{-16}$ Вт/Гц^{0,5} при $T = 300$ мК и динамическим диапазоном превышающим 10^9 [1, 2, 7].

SIS детекторы сейчас являются одними из наиболее чувствительных и малошумящих структур при $\nu = 0,3-0,7$ ТГц, которые имеют большое число применений, в частности, в астрономии [1, 2].

Одноэлементные гетеродинные SIS-детекторы при $\nu = 0,1-0,7$ ТГц имеют чувствительность, сравнимую с шумом, возникающим от космического микроволнового фона. При больших частотах $\nu = 1,0-1,3$ ТГц, как в SBD-смесителях, собственный шум в SIS-структурах быстро возрастает вследствие увеличения высокочастотных потерь. В настоящее время наблюдаются успехи только в создании матриц с малым числом элементов вследствие заметных трудностей их создания.

SIS-структуры являются нелинейными резистивными приборами. Нелинейность создается при разрыве пары в энергиях для одной электронной квазичастицы с обеих сторон SIS туннельного барьера (см. рис. 6). Эта резкая нелинейность в одночастичном туннелировании и используется для смешивания. Туннельный процесс под влиянием энергии фотонов, полученной антенной, называется туннелированием при помощи фотонов.

Смесительные детекторы на основе SIS (квазичастичных STJ) и сверхпроводящих схем на основе Nb известны как гетеродинные преобразователи частоты с низкой шумовой температурой, которая ограничивается только квантовыми флуктуациями. Минимальное значение шума SIS-приемника может только в несколько раз превышать квантовый предел (в смесителях SIS на волноводах на основе Nb), но только для частот, меньших, чем частота $\nu = 680$ ГГц, которая расположена вблизи частотной полосы Nb ($\nu_{Nb} = 0,65-0,7$ ТГц) [2]. Выше этой частоты Nb имеет потери подобно обычному металлу. Такие приборы являются лучшим решением для радиоастрономии наземного базирования в спектральном диапазоне $\nu < 1$ ТГц. Однако существует еще одна причина, препятствующая построению SIS-смесителей в широком диапазоне частот. Это относительно большая емкость SIS-перехода, которая является причиной большой

добротности схемы, что приводит в свою очередь к относительно узкой частотной полосе и увеличению влияния потерь [9, 10].

Использование других материалов с большой частотной полосой Δ (как, например, в NbTiN, $\Delta = 0,9$ ТГц или NbCN, $\Delta = 1,3$ ТГц) потенциально позволяют расширить диапазон действия SIS-смесителей до частот, больших, чем 1,4 ТГц. Но даже для меньших частот шумовая температура T_n в таких структурах существенно выше по сравнению с SIS-детекторами на основе Nb, что частично связано с тем фактом, что поверхностный импеданс и высокочастотные потери выше в NbCN по сравнению с Nb даже при частотах, меньших, чем частота полосы.

Одноэлементные SIS-смесители обычно требуют приблизительно $P \sim 40\text{--}100$ мкВт импульсной мощности LO, которая заметно меньше по сравнению с импульсной мощностью LO для одноэлементных SBD-смесителей ($P \sim 1$ мВт). Однако SBD-смесители могут работать при $T = 300$ К по сравнению с низкотемпературным режимом работы ($T \sim 0,3\text{--}0,4$ К), который необходим для SIS-смесителей) [4].

SIN-детекторы

Емкость SIS-структур является причиной проявления токов, замыкающихся вследствие эффекта Джозефсона. Исключения этого эффекта в SIS структурах было предложено добиваться заменой одного из сверхпроводников на обычный металлический контакт (SIN-структура) [12]. Хотя вольтамперные характеристики SIN-структур не обладают такой нелинейностью, как SIS-структуры (это является причиной уменьшения их чувствительности), но влияние эффекта Джозефсона исключается. Для туннелирования электрона из обычного металла в сверхпроводник в SIN-структуре, он должен иметь энергию выше уровня Ферми не менее, чем на $E = \Delta - qV_b$, где V_b напряжение смещения на переходе.

SIN-детектор состоит из поглощающего тонкого слоя обычного металла ($d \sim 300$ Å, например, Cu), соединенного с планарной антенной, и SIN туннельным переходом. Электроны активного слоя поглощают энергию от

высокочастотного тока, индуцированного в антенне, и переносят ее к фононам решетки. Для того, чтобы избежать потерь энергии в процессе диффузии электронов в антенне, поглощающий слой контактирует со сверхпроводящим электродом (например, Al). Значение NEP может достигать $\sim 7 \times 10^{-17}$ Вт/Гц^{0,5} с постоянной времени $\tau = 1,2$ мкс для объема обычного металла $4,5$ мкм³ при рабочей температуре $T = 270$ мК [13].

Полупроводниковые и сверхпроводниковые болометры на горячих электронах

Болометры, как и другие тепловые приборы, долгое время традиционно рассматривались как медленные приборы. Во многих применениях их характеристики ограничены компромиссом между скоростью срабатывания и чувствительностью, поскольку быстродействие и чувствительность связаны между собой.

Шум флуктуаций собственной температуры тепловых детекторов определяет верхний предел NEP:

$$NEP = (4k_B T^2 G)^{0,5}. \quad (4)$$

В традиционных неохлаждаемых микроболометрах для ИК спектральной области ($\lambda \sim 10\text{--}100$ мкм) при $T = 300$ К типичное значение C составляет 2×10^{-9} Дж/К (для болометров с размерами $50 \times 50 \times 0,5$ мкм) и $G \sim 10^{-7}$ Вт/К (α -SiH или VO_x болометры), которые определяют постоянную времени $\tau \sim 20$ мс. Для $T = 1$ К верхний предел значения $NEP_{rad} \approx 1,7 \times 10^{-19}$ Вт/Гц^{0,5}, но с $\tau \sim 3,5 \times 10^4$ с (при этом теплоемкость $C \sim 2 \times 10^{-9}$ Дж/К, а радиационная теплопроводность $G_{rad} \approx 5,7 \times 10^{-14}$ Вт/К) [2, 4].

Качественный скачок в достижении высокой чувствительности болометра и его быстрого отклика может быть получен нагревом излучением его подсистемы с низкой теплоемкостью, которая слабо взаимодействует с теплоотводом. Такой подсистемой могут быть электроны в полупроводнике или сверхпроводнике, взаимодействующие с решеткой (фононами).

Первым болометром с «горячими электронами» (НЕВ) был болометр на основе низко-

температурного объемного n -InSb [8]. Сегодня предложены различные типы полупроводниковых НЕВ. Время отклика таких болометров составляет $\tau \sim 10^{-7}$ с. Такое время отклика хорошо подходит для некогерентных систем, но не для смесителей. Это большая постоянная времени по сравнению с постоянной времени сверхпроводниковых НЕВ, время отклика в которых обусловлено слабым электрон-фононным взаимодействием в таких детекторах при низких температурах. Их NEP может достигать $\sim 5 \times 10^{-13}$ Вт/Гц^{0,5} при рабочей температуре $T \sim 4$ К и ниже в ТГц спектральном диапазоне [10, 12].

Для систем гетеродинного обнаружения на основе полупроводниковых НЕВ динамический диапазон ($\Delta f = 1/(2\pi\tau) \sim 10^6$ Гц) невелик по сравнению с другими смесителями (например, с SBD или SIS). Несмотря на факт, что скорость электронного нагрева предельно высока из-за высокой скорости фотон-электронного взаимодействия, максимальная частота преобразования ограничена скоростью тепловой релаксации, которая в полупроводниках регулируется временем электрон-фононного взаимодействия ($\tau \sim 10^{-7}$ с при низких температурах).

Нелинейность вольтамперной характеристики полупроводникового НЕВ, необходимая для действия гетеродинного детектора, обусловлена зависимостью проводимости от подвижности электронов, которая является функцией приложенного электрического поля, тем самым функцией электронной температуры.

В низкоразмерных полупроводниковых структурах электрон-фононное взаимодействие может быть заметно увеличено (τ уменьшается) и эти структуры могут рассматриваться как преобразователи частоты с высокой промежуточной частотой (IF) и большой шириной полосы вплоть до 10^9 Гц. Прямые измерения релаксации фотоотклика в мм спектральном диапазоне показывают, что время релаксации τ составляет около 0,5 нс в диапазоне температур 4,2–20 К [14]. Так IF может быть увеличена примерно на три порядка по сравнению с объемными полупроводниковыми НЕВ.

Другой подсистемой является электронная подсистема в сверхпроводнике, которая слабо взаимодействует с решеткой вблизи пе-

рехода со сверхпроводящим металлом или нормальным металлом при низких температурах, когда теплоемкость металла определяется электронами. Как для традиционных болометров верхний предел чувствительности в таких болометрах на горячих электронах определяется флуктуациями собственной температуры с $G \rightarrow G_{e-ph} = C_e/\tau_{e-ph}$, где G_{e-ph} – эффективная теплопроводность для переноса тепла между электронами и фононами, $C_e = \gamma TV$ – электронная теплоемкость, γ – постоянная Зоммерфельда, которая зависит от плотности состояний вблизи поверхности Ферми и V – объем чувствительного элемента. Так в случае металлического НЕВ чувствительность детектора зависит от чувствительного объема элемента.

$$NEP = (4k_B T^2 G_{e-ph})^{0,5} = \left(\frac{4k_B T^2 \gamma V}{\tau_{e-ph}} \right)^{0,5}. \quad (5)$$

В сверхпроводящем детекторе при прямом детектировании болометром на основе горячих электронов при $T = 300$ мК с Ti-нано-болометрами и Nb контактами с объемом $V \sim 3 \times 10^{-3}$ мкм³, созданными на кремниевых планарных объемных подложках, достигнута теплопроводность $G = 4 \times 10^{-14}$ Вт/К, которая соответствует NEP с фоновым шумом 3×10^{-19} Вт/Гц^{0,5} [15]. Была также продемонстрирована для больших приборов тепловая постоянная времени $\tau_{e-ph} = 25$ мкс при $T = 190$ мК [2].

В сверхпроводниковых НЕВ-смесителях на основе NbN с сильным электрон-фононным взаимодействием время отклика может быть достигнуто $\tau \sim 10^{-11}$ с и поэтому нет принципиальных ограничений для работы при частоте $\nu > 1$ ТГц. Эти приборы могут быть эффективно использованы для гетеродинного детектирования в широком спектральном диапазоне вплоть до видимого [1, 2].

Основные процессы влияния горячих электронов ниже температуры перехода T_c в сверхпроводящих тонких пленках, нанесенных на диэлектрические подложки, показаны на рис. 7.

В различных сверхпроводящих материалах отношение C_p/C_e , которое управляет потоком энергии от электронов к фононам и обратным

потоком энергии вследствие перепоглощения неравновесных фононов электронами составляют 0,85(Nb), 6,5(NbN), 38(высокотемпературный сверхпроводник YBCO). Так, например, в тонких (<10 нм) пленках Nb, нанесенных на подложку, $\tau_{pe} > \tau_{ep}$, то есть над эффективным выходом фононов к подложке превалирует обратный поток энергии к электронам. В результате только τ_{ep} управляет временем отклика тонких (<10 нм) пленок Nb ($\tau_{es} < \tau_{ep} < \tau_{pe} \sim 10^2$ нс), которое приблизительно равно $\tau_{ep} \sim 5$ нс. Так как эти приборы чувствительны в широком диапазоне спектра и намного быстрее по сравнению с объемными полупроводниковыми болометрами, действующими при $T \sim 4$ К, то они могут достигать $NEP \approx 3 \times 10^{-13}$ Вт/Гц^{0,5} [17].

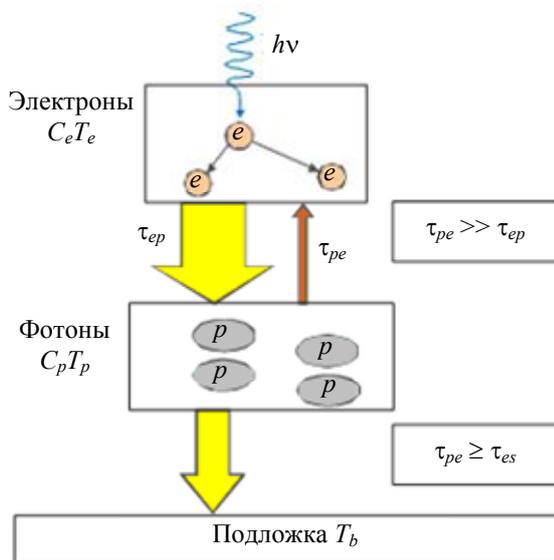


Рис. 7. Схема термализации, показывающая различные каналы переноса энергии в приборе на горячих электронах, которые релаксируют к полному равновесию [1].

Здесь T_e и T_p – электронная и фононная температуры, τ_{ep} и τ_{es} – время релаксации энергии электронов через электрон-фононное взаимодействие и время выхода фононов в подложку, соответственно, C_e и C_p – удельная теплоемкость электронов и фононов, соответственно, $\tau_{pe} = \tau_{ep}(C_p/C_e)$, где τ_{pe} – время фонон-электронной релаксации энергии.

NbN по сравнению с Nb имеют намного меньшие значения τ_{ep} и τ_{pe} , вследствие более сильного электрон-фононного взаимодействия и в ультратонких пленках с толщиной $d = 3$ нм обе величины τ_{ep} и τ_{pe} определяют время отклика τ детектора с чувствительным элементом на основе NbN, которое может быть около

30 пс вблизи T_c ($\tau_{ep} \sim 10$ пс). При этом NEP может достигать значения около 10^{-12} Вт/Гц^{0,5} [1, 2].

В последние несколько лет разработки ТГц-приемников в значительной степени сфокусированы на сверхпроводниковых НЕВ прямого детектирования, НЕВ-смесителях и оптических счетчиках отдельных фотонов [1, 2]. Сверхпроводниковые НЕВ-сенсоры – планарные сверхпроводящие пленочные детекторы прямого обнаружения и смесители, а также сенсоры края перехода (TES – сверхпроводящие пленки, действующие вблизи температур перехода) обеспечивают создание мал шумящих детекторов при частотах от миллиметровых длин волн до частотного диапазона в несколько ТГц и даже до коротковолнового ИК-диапазона. Они эффективно действуют как дискретные фотонные детекторы, обладающие пикосекундным временем релаксации и, таким образом, ГГц скоростью счета, высокой квантовой эффективностью (~30%), хорошими темновыми характеристиками и простой схемой смещения.

НЕВ-детекторы и смесители на основе NbN могут действовать при температурах, близких к T_c . Сегодня высокочувствительные и требующие низкой LO мощности (<мкВт) приемники делают НЕВ смесители привлекательными для использования при $\nu > 1$ ТГц. Их промежуточная частота IF ($\Delta\nu \sim 10^{10}$ Гц) может быть близка к частоте ИФСИС смесителей. Для суб-кельвиновского охлаждения ($T = 100$ мК) было продемонстрировано, что болометры на горячих электронах на основе TES могут достигать $NEP \sim 2 \times 10^{-18}$ Вт/Гц^{0,5} [18].

В зависимости от типа механизма электронного охлаждения известны две возможные реализации сверхпроводниковых НЕВ детекторов: перенос тепла к фононам через электрон-фононное взаимодействие (фонон-или решеточно-охлаждаемые приборы) или диффузия горячих электронов (диффузионно-охлаждаемые детекторы) из сверхпроводящей пленки к обычному металлическому контакту [2].

Как фононно-охлаждаемые, так и диффузионно-охлаждаемые НЕВ-детекторы на основе NbN могут действовать при $\nu > 1$ ТГц с частотой IF в несколько ГГц. Фононно-охлаждаемые приемники на основе NbN обычно

превосходят диффузионно-охлаждаемые приемники. Типичные фононно-охлаждаемые смесители создаются из ультратонких пленок NbN ($\tau_{es} \sim 0,5\tau_{pe}$), а диффузионно-охлаждаемые смесители создаются из Nb, Al или Ta ($\tau_{es} < \tau_{ep} < \tau_{pe}$).

По сравнению с SIS-смесителями НЕВ-смесители могут эффективно использоваться при частотах свыше 1 ТГц и по сравнению с SBD-смесителями НЕВ-смесители работают при гораздо меньшей LO мощности ($\sim < 1$ мкВт по сравнению с 1 мВт для SBD). Важной особенностью НЕВs по сравнению с SIS или SBD-детекторами является отсутствие заметных емкостей в частотном диапазоне свыше 1 ТГц.

Высокотемпературные сверхпроводящие (HTSC) НЕВ не достигли высокой степени технологической зрелости, поскольку сложный состав материала не позволяет создавать очень тонкие слои с высокими значениями T_c и I_c . Они не могут быть разделены на два класса подобно низкотемпературным сверхпроводящим (LTSC) НЕВs из-за того, что они в основном фононно-охлаждаемые приборы, поскольку механизмом электронной диффузии можно пренебречь в HTSC пленках. Эти приемники обладают существенно большим шумом по сравнению с LTSC-приборами, так как фононная динамика играет заметную роль вследствие относительно высокой рабочей температуры и наличия избыточных шумов в этих приборах. Пока не ожидается, что они достигнут чувствительности LTSCHEB, но из-за очень малого очень малого времени электрон-фононной релаксации ($\tau_{e-ph} \sim 1,1$ пс в YBaCuO [19]) HTSC НЕВ смесители характеризуются широкой полосой частот $(2\pi\tau_{e-ph})^{-1}$, что делает материал YBaCuO хорошим кандидатом для производства широкополосных приборов. Кроме того, YBaCuO HTSC НЕВ требуют намного более высоких охлаждающих температур $T \sim 80-90$ К по сравнению с температурами охлаждения LTSC-приемников.

Джозефсоновский детектор на основе YBa₂Cu₃O_{7- δ} достиг значений NEP 8×10^{-15} Вт/Гц^{0,5} при $T = 80$ К и $\nu = 86$ ГГц и 3×10^{-13} Вт/Гц^{0,5} при $T = 55$ К и $\nu = 692$ ГГц [20]. Можно сделать вывод, что значение NEP около 5×10^{-15} Вт/Гц^{0,5} достижимо в этом частотном диапазоне.

Сенсоры края перехода (болометры)

TES-детекторы, сделанные из сверхпроводниковой пленки, действующие вблизи их температуры перехода T_c . Во время перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние малые изменения температуры вызывают большие изменения в сопротивлении [1, 2].

НЕВ-смесители и TES-болометры походят друг на друга по принципам действия. Основное различие между НЕВ-смесителями и TES-болометрами заключается в скорости их отклика. НЕВ-детекторы на основе NbN быстрые (время отклика $\tau \sim 10^{-10}$ с), что позволяет достичь ГГц промежуточной частоты IF, а для TES-болометров (тонкие Mo/Au, Mo/Cu, Ti/Au и др. бислои) характерен отклик в мкс области. Различие во времени отклика этих приборов связано с тем, что в НЕВ-детекторах время тепловой релаксации электронов вследствие электрон-фононного процесса охлаждения мало. При выборе материала с большим электрон-фононным взаимодействием (такой, как NbN) и использовании очень тонких пленок ($d \sim 2-4$ нм) фононы могут выйти в подложку до поглощения электронами в сверхпроводнике. В TES-приборах имеют место намного более медленные диффузионные процессы к контактам, что приводит к большему времени тепловой релаксации [10].

Типичные температурные ширины переходов имеют порядок милликельвинов. Различные типы пар сверхпроводящих металлических пленок (бислоев) могут быть использованы (например, тонкие Mo/Au, Mo/Cu, Ti/Au и др.). Два металла ведут себя как одиночная пленка с температурой перехода между 800 мК (Mo, T_c) и 0 К (Au, T_c). Температуру перехода можно перестраивать внутри этого температурного диапазона. Низкая рабочая температура ($T < 200$ мК) необходима из-за того, что энергетическое разрешение этих приборов масштабируется с температурой. TES нагреваются при постоянном напряжении смещения до рабочей точки внутри сверхпроводящего перехода. Сопротивление и T_c с другими толщинами слоев и размерами различаются внутри широкого предела. Матрицы большого формата могут быть разработаны при использовании TES, чувствительного в диапазоне 0,1–3 ТГц [21].

Создан детектор частиц на основе смещенной напряжением сверхпроводниковой пленки, которая поддерживалась в области перехода через использование сильной отрицательной электротермической обратной связи [22]. В настоящее время TES-боллометры могут быть применены для создания ТГц счетчиков фотонов из-за высокой чувствительности ($NEP \sim 3 \times 10^{-19}$ Вт/Гц^{0,5} при $T = 300$ мК) и низкой тепловой постоянной времени ($\tau = 25$ мкс при $T = 190$ мК) [23]. TES-боллометры с изолированной мембраной способны достигать фонное $NEP \sim 4 \times 10^{-20}$ Вт/Гц^{0,5}. Важной особенностью этого вида сенсоров является то, что они могут действовать в широкой спектральной полосе, между радио- и гамма-диапазонами. TES-боллометры являются наиболее чувствительными детекторами для исследования космического микроволнового фона и NEP достигает $(1-6) \times 10^{-20}$ Вт/Гц^{0,5} [2].

Заключение

Настоящий прогресс в технологии ТГц-детекторов обеспечивается решением технологических проблем, новыми физическими концепциями и явлениями, а также многообещающими приложениями. Характеристики нескольких типов дискретных детекторов и малоформатных матриц, действующих при низких или суб-Кельвиновских температурах (например, SIS, НЕВ, TES и боллометры на холодных электронах (СЕВ)) близки к предельным характеристикам при низком уровне фона. Они охватывают весь ТГц-диапазон. Однако будущее улучшение чувствительности будет обеспечиваться использованием крупноформатных матриц со считыванием в фокальной плоскости для обеспечения высокоразрешающей спектроскопии ($\nu/\Delta\nu \sim 10^7$) и регистрации при частотах, превышающих 1 ТГц. Сверхпроводящие НЕВ-детекторы характеризуются хорошими темновыми характеристиками, ТГц-скоростью счета и они также перспективны как счетчики отдельных фотонов в широком ИК спектральном диапазоне. Сомнительно, что сверхпроводящие НЕВs, действующие при высоких температурах, достигнут чувствительности низкотемпературных сверхпроводящих НЕВs из-за избыточного шума, но вследствие короткого времени электрон-

фонной релаксации эти материалы являются перспективными для широкополосных приборов [24–26].

Неохлаждаемые и охлаждаемые гетеродинные SBD детекторы могут обеспечивать относительно высокую чувствительность и подходят для многих применений в мм и суб-мм спектральном диапазоне, но сложно их объединить в матрицы с большим числом пикселей вследствие отсутствия мощных компактных твердотельных LO источников (>1 мВт). Сегодня доступны системы с однопиксельными когерентными SBD-детекторами или только со средним числом пикселей, но важной проблемой является их эффективное применение при $\nu > 1$ ТГц, что обусловлено увеличением уровня шума из-за физических ограничений их работы.

Одной из важных компонент ТГц-технологии являются неохлаждаемые или слегка охлаждаемые ТГц-сенсоры, требующие дальнейшего улучшения чувствительности, которое сделает системы менее сложными и громоздкими. В большинстве миллиметровых и субмиллиметровых спектрометров со средним разрешением часто используются неохлаждаемые детекторы, действующие в широкой полосе частот. Преимущества неохлаждаемых детекторов заключаются в относительной простоте схемы, а также в их способности действовать при комнатной температуре в широкой полосе частот. Их NEP находится в диапазоне $10^{-9} - 10^{-11}$ Вт/Гц^{0,5}. Представляют интерес и исследования, направленные на создание новых разработок терагерцовых и суб-мм детекторов, например, на основе низкоразмерных структур из HgCdTe [25], на основе PbSnTe:In на основе квантовых колец и квантовых точек Ge/Si [26].

Неохлаждаемые или слегка охлаждаемые сенсоры на основе, например, плазмонного резонанса 2D электронов в HEMTs перспективны для использования в крупноформатных матрицах в системах с низкой стоимостью [27]. Другие разработанные или разрабатываемые неохлаждаемые ТГц тепловые детекторы прямого обнаружения с $NEP \sim 10^{-10} - 10^{-11}$ Вт/Гц^{0,5} могут быть использованы во многих низкоразрешающих спектроскопических приложениях и системах активного наблюдения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogalsky A. *Infrared and Terahertz Detectors (Third Edition)*. – New York-CRC Press of Taylor & Francis Group. 2019.
2. Sizov F., Rogalsky A. // *Opto-Electronics Review*. 2011. Vol. 19. № 3. P. 346.
3. Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Кульчицкий Н. А., Мельников А. А., Мальцев П. П. // *Нано- и микро-системная техника*. 2012. № 2. С. 28.
4. Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Кульчицкий Н. А., Мельников А. А., Мальцев П. П. // *Нано- и микро-системная техника*. 2012. № 3. С. 25.
5. Schoelkopf R., Moseley S., Stachle C., Wahlgren P., Delsing P. // *Trans. Appl. Supercond.* 1999. Vol. 9. P. 2935.
6. Tucker J. R., Feldman M. J. // *Rev. Mod. Phys.* 1985. Vol. 57. P. 1055.
7. Schmidt D. R., Lehnert K. W., Clark A. M., Duncan W. D., Irwin K. D., Miller N., Ullom J. N. // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86. P. 053505.
8. Kinch M. A., Rollin B. V. // *Brit. J. Appl. Phys.* 1963. Vol. 14. P. 672.
9. Sizov F. // *Semicond. Sci. Technol.* 2018. Vol. 33. P. 123001. <https://doi.org/10.1088/1361-6641/aae473>
10. Lewis R. A. // *Phys. D: Appl. Phys.* 2019. Vol. 52. P. 433001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab31d5J>.
11. Shur M. S., Liu X., Rumyantsev S. // *IEEE Phys. D: Appl. Phys.* 2019. Vol. 52. P. 433001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab31d5J>.
12. Blundell R., Gundlach K. H. // *Int. J. Infrared Milli. Waves*. 1987. Vol. 8. P. 1573.
13. Hübers H. W. // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* 2008. Vol. 14. P. 378.
14. Verevkin A. A., Ptitsina N. G., Smirnov K. V., Gol'tsman G. N., Gershenson E. M., Ingvesson K. S. // *JETP Lett.* 1996. Vol. 64. P. 404.
15. Karasik B. S., Olaya D., Wei J., Pereverzev S., Gershenson M. E., Kawamura J. H., McGrath W. R., Sergeev A. V. // *IEEE T. Appl. Supercon.* 2007. Vol. 17. P. 293.
16. Semenov A., Gol'tsman G. N., Sobolewski R. // *LLE Review*. 2001. Vol. 87. P. 134.
17. Gershenson E. M., Gershenson M. E., Goltsman G. N., Karasik B. S., Lyul'kin A. M., Semenov A. D. // *J. Tech. Phys. Lett.* 1989. Vol. 15. P. 118.
18. Mees J., Nahum M., Richard P. // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 59. P. 2329.
19. Lindgren M., Currie M., Williams C., Hsiang T. Y., Fauchet P. M., Sobolewski R., Moffat S. N., Hughes R. A., Preston J. S., Hegmann F. A. // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 74. P. 853.
20. Shiroto V. V., Divin Yu. Ya. // *Techn. Phys. Lett.* 2004. Vol. 30. P. 522.
21. Brown A. D., Chuss D., Mikula V., Henry R., Wollack E., Zhao Y., Hilton G. C., Chervenak J. A. // *Solid State Electron.* 2008. Vol. 52. P. 1619.
22. Irwin K. D. // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 66. P. 1998.
23. Olaya D., Wei J., Pereverzev S., Karasik B. S., Kawamura J. H., McGrath W. R., Sergeev A. V., Gershenson M. E. // *Proc. SPIE*. 2006. Vol. 6275. P. 627506.
24. Пентин И. В., Смирнов А. В., Рябчун С. А., Ожegov P. B., Гольцман Г. Н., Вакс В. Л., Приползин С. И., Павельев Д. Г., Кошуринов Ю. И., Иванов А. С. // *Журнал технической физики*. 2012. Т. 82. Вып. 7. С. 75.
25. Rogalski A., Kopytko M., Martyniuk P. // *Opto-Electronics Review*. 2020. Vol. 28. P. 107.
26. Lin Yuxuan // *Infrared Detectors Based on Two-Dimensional Materials and Heterostructures*. – Massachusetts Institute of Technology, 2019.
27. Кульчицкий Н. А., Наумов А. В., Старцев В. В., Демьяненко М. А. // *Успехи прикладной физики*. 2021. Т. 9. № 1. С. 68.
DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-1-68-82

PACS: 85.60 Gz

Current state and prospects of detectors in the terahertz range. Part 2. Heterodyne detection of terahertz radiation

N. A. Kulchitsky^{1,2}, A. V. Naumov³, V. V. Startsev³, and M. A. Dem'yanenko⁴

¹Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

²MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA)
78 Vernardsky Ave., Moscow, 119454, Russia

³Experimental Design Bureau “ASTROHN”, JSC
1 Park st., Lytkarino, Moscow region, 140080, Russia
E-mail: info@astrohn.ru

⁴Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of SB RAS
13 Lavrentieva Ave., Novosibirsk, 630090, Russia

Received November 08, 2021

The paper discusses the problems associated with the development of technology for terahertz radiation detectors. The main physical phenomena and recent progress in various methods of detecting terahertz radiation (direct detection and heterodyne detection) are considered. Advantages and disadvantages of direct detection sensors and sensors with heterodyne detection are discussed. In part 1, a number of features of direct detection are considered and some types of terahertz direct detection detectors are described. Part 2 will describe heterodyne detection and continue to describe some types of modern photonic terahertz receivers.

Keywords: terahertz radiation, direct, heterodyne detection, frequency band, sensitivity.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-6-499-512

REFERENCES

1. A. Rogalsky, *Infrared and Terahertz Detectors*. Third Edition. (New York, CRC Press of Taylor & Francis Group, 2019).
2. F. Sizov and A. Rogalsky, *Opto-Electronics Review* **19** (3), 346 (2011).
3. A. V. Vojcekhovskij, S. N. Nesmelov, N. A. Kul'chickij, A. A. Mel'nikov, and P. P. Mal'cev, *Hano- i mikro-sistemnaya tekhnika*, No. 2, 28 (2012).
4. A. V. Vojcekhovskij, S. N. Nesmelov, N. A. Kul'chickij, A. A. Mel'nikov, and P. P. Mal'cev, *Hano- i mikro-sistemnaya tekhnika*, No. 3, 25 (2012).
5. R. Schoelkopf, S. Moseley, C. Stachle, P. Wahlgren, and P. Delsing, *Trans. Appl. Supercond.* **9**, 2935 (1999).
6. J. R. Tucker and M. J. Feldman, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 1055 (1985).
7. D. R. Schmidt, K. W. Lehnert, A. M. Clark, W. D. Duncan, K. D. Irwin, N. Miller, and J. N. Ullom, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 053505. (2005).
8. M. A. Kinch and B. V. Rollin, *Brit. J. Appl. Phys.* **14**, 672 (1963).
9. F. Sizov, *Semicond. Sci. Technol.* **33**, 123001 (2018) <https://doi.org/10.1088/1361-6641/aae473>
10. R. A. Lewis, *Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 433001 (2019). <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab31d5J>.
11. M. S. Shur, X. Liu, and S. Rumentsev, *IEEE Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 433001 (2019) <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab31d5J>
12. R. Blundell and K. H. Gundlach, *Int. J. Infrared Milli. Waves* **8**, 1573 (1987).
13. H. W. Hübers, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **14**, 378 (2008).
14. A. A. Verevkin, N. G. Ptitsina, K. V. Smirnov, G. N. Gol'tsman, E. M. Gershenson, and K. S. Ingvesson, *JETP Lett.* **64**, 404 (1996).
15. B. S. Karasik, D. Olaya, J. Wei, S. Pereverzev, M. E. Gershenson, J. H. Kawamura, W. R. McGrath, A. V. Sergeev, *IEEE T. Appl. Supercon.* **17**, 293 (2007).
16. A. Semenov, G. N. Gol'tsman, and R. Sobolewskis, *LLE Review* **87**, 134 (2001).
17. E. M. Gershenson, M. E. Gershenson, G. N. Gol'tsman, B. S. Karasik, A. M. Lyul'kin, and A. D. Semenov, *J. Tech. Phys. Lett.* **15**, 118 (1989).
18. J. Mees, M. Nahum, and P. Richard, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2329 (1991).
19. M. Lindgren, M. Currie, C. Williams, T. Y. Hsiang, P. M. Fauchet, R. Sobolewsky, S. N. Moffat, R. A. Hughes, J. S. Preston, and F. A. Hegmann, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 853 (1999).
20. V. V. Shirotoev and Yu. Ya. Divin, *Techn. Phys. Lett.* **30**, 522 (2004).
21. A. D. Brown, D. Chuss, V. Mikula, R. Henry, E. Wollack, Y. Zhao, G. C. Hilton, and J. A. Chervenak, *Solid State Electron.* **52**, 1619 (2008).
22. K. D. Irwin, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1998 (1995).
23. D. Olaya, J. Wei, S. Pereverzev, B. S. Karasik, J. H. Kawamura, W. R. McGrath, A. V. Sergeev, and M. E. Gershenson, *Proc. SPIE* **6275**, 627506 (2006).
24. I. V. Pentin, A. V. Smirnov, S. A. Ryabchun, R. V. Ozhegov, G. N. Gol'tsman, V. L. Vaks, S. I. Pripolzin, D. G. Pavel'ev, Yu. I. Koshurinov, and A. S. Ivanov, *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki* **82** (7), 75 (2012).
25. A. Rogalski, M. Kopytko, and P. Martyniuk, *Opto-Electronics Review* **28**, 107 (2020).
26. Yuxuan Lin, *Infrared Detectors Based on Two-Dimensional Materials and Heterostructures*. (Massachusetts Institute of Technology, 2019).
27. N. A. Kul'chickij, A. V. Naumov, V. V. Starcev, and M. A. Dem'yanenko, *Usp. Prikl. Fiz.* **9** (1), 68 (2021). DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-1-68-82