05

Сверхпроводниковые генераторы субтерагерцового диапазона: история и новые разработки

© Ф.В. Хан,[1,2] Л.В. Филиппенко,[1] А.Б. Ермаков,[1] Н.В. Кинев,[1] В.П. Кошелец[1]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009 Москва, Россия
[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
141701 Долгопрудный, Московская обл., Россия
e-mail: valery@hitech.cplire.ru

Поступило в Редакцию 21 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 21 апреля 2025 г.
Принято к публикации 21 апреля 2025 г.

Представлены результаты разработки нового типа генераторов на основе массивов джозефсоновских переходов, включенных в сверхпроводниковую копланарную линию. Исследованы генераторы субтерагерцового диапазона (200–700 GHz) на основе массивов туннельных джозефсоновских переходов Nb–AlOx–Nb и Nb–AlN–NbN, шунтированных тонкопленочным резистором. Изготовлены несколько серий образцов генераторов, включающих в себя массивы 100, 200, 350 и 600 джозефсоновских переходов, площадью 2.8 и 4.2 μm^2. Исследования сверхпроводниковых генераторов с помощью интегральных детекторов излучения показали возможность перестройки частоты во всем рабочем диапазоне вплоть до 700 GHz при выходной мощности до 0.4 μW для массива из 600 переходов с плотностью туннельного тока 7 kA/cm^2, которой достаточно для применений в сверхпроводниковых интегральных приемниках. Использование сверхпроводникового гармонического смесителя позволило измерить спектр излучения сверхпроводникового генератора на частотах до 700 GHz в режиме частотной стабилизации и реализовать режим фазовой автоподстройки частоты. Обсуждены дальнейшие перспективы в области разработки сверхпроводниковых генераторов терагерцового диапазона.

Ключевые слова: сверхпроводниковые устройства, туннельный переход сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник, генераторы subTHz-диапазона, массивы шунтированных джозефсоновских переходов.

DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61225.72-25

Введение

Устройства сверхпроводниковой электроники на основе туннельных джозефсоновских переходов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) играют важную роль во многих прикладных и фундаментальных исследованиях. Рабочие частоты в терагерцовой (THz) области и криогенные температуры позволяют добиться набора уникальных характеристик, невозможных для устройств на других принципах работы. Сильная нелинейность вблизи щелевой частоты СИС переходов [1] делает их незаменимыми элементами для сверхпроводниковых смесителей в гетеродинных приемниках с шумовой температурой, близкой к значению квантового предела $T_n = hf/2k_B$ [1,2]. Также следует отметить низкий уровень собственных шумов элементов приемника, который достигается благодаря работе при криогенных температурах, а также возможности преобразования частоты с усилением в СИС смесителях.

Приемные устройства на сверхпроводниковых элементах используются в наземной [3,4] и космической [5,6] радиоастрономии, при мониторинге состава атмосферы [7,8] и других фундаментальных исследованиях и прикладных областях. При этом генератор гетеродина может быть интегрирован на одном чипе вместе со смесителем [7,8], что позволяет существенно повысить эффективность устройств.

Генератор гетеродина для сверхпроводниковых приемников терагерцового диапазона должен обеспечивать непрерывную перестройку частоты во всем диапазоне работы СИС смесителя и мощность, достаточную для его накачки, а также высокое спектральное качество и низкие фазовые шумы. Для космических приложений очень важны массогабаритные характеристики и энергопотребление такого генератора гетеродина. В настоящее время для большинства СИС приемников в качестве гетеродина используется система умножителей и усилителей мощности [9,10], позволяющая получать мощность до 2 mW на частоте 1 THz при 5% эффективности [9]. При этом гетеродины THz-диапазона, пригодные для работы в составе космических телескопов, могут быть изготовлены лишь в нескольких научных центрах США и Европы. Поэтому принципиально важным для создаваемых в России криогенных приемных устройств [11] является разработка альтернативных вариантов гетеродина, одним из наиболее перспективных здесь представляется сверхпроводниковый генератор THz-диапазона.

Работы по созданию и исследованию генераторов субтерагерцового диапазона на основе сверхпроводниковых переходов ведутся со времени открытия эффекта

Джозефсона. Однако до последнего времени реализовать в одном устройстве как терагерцовую генерацию с возможностью перестройки частоты в широком диапазоне, так и узкую линию излучения, необходимую для практического использования таких генераторов, удалось только для систем на основе распределенных джозефсоновских переходов (РДП). РДП является одним из наиболее изученных типов джозефсоновских генераторов [11,12]; он представляет собой длинный туннельный СИС переход (длиной много больше, чем джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля в контакт λ_J), в котором приложенное магнитное поле и ток смещения создают однонаправленный поток джозефсоновских вихрей, каждый из которых содержит один квант магнитного потока. В современных сверхпроводниковых интегральных приемниках в качестве генератора, как правило, используется РДП.

РДП является сложной динамической системой, точное описание которой возможно только в рамках микроскопической модели туннельного перехода [13]. Динамика вихрей зависит, как от величины приложенных к переходу магнитного поля и тока, так и от распространяющегося внутри перехода излучения, которое, в свою очередь, зависит от степени согласования РДП с нагрузкой [14]. Таким образом, для оценки мощности генерации и импеданса РДП требуется решать самосогласованную задачу, для чего в работе [13] потребовался суперкомпьютерный кластер. Более простые модели не учитывают многие особенности, которые оказываются важными на практике. Кроме того, форма вольт-амперной характеристики (ВАХ) РДП меняется при термоциклированиях, поэтому предварительная настройка гетеродина даже при использовании автоматизированной системы требует некоторого времени (порядка 1 min) [7,12].

При напряжениях, меньших $V_g/3$ (V_g — щелевое напряжение туннельного перехода), РДП работает в резонансном режиме ступеней Фиске [15]. На ступенях дифференциальное сопротивление, а следовательно, и автономная ширина линии генерации достаточно малы, что позволяет достаточно простым образом выбрать рабочую точку на ступени. Однако при напряжениях между ступенями выбор рабочей точки оказывается невозможен. Кроме того, при распространении электромагнитной волны внутри РДП на частотах выше щели Nb коэффициент затухания резко увеличивается, что ограничивает возможность применения на частотах выше 700 GHz РДП, изготовленного по технологии $Nb-Al/AlO_x-Nb$, и даже $Nb-Al/AlN-NbN$, в котором только один электрод изготовлен из ниобия. Следует отметить, что использование нитрида ниобия (NbN) с критической температурой порядка 15 K в качестве материала обоих электродов распределенного туннельного перехода не решит всех проблем. Это связано с высоким поверхностным сопротивлением пленок NbN на высокой частоте [16]. По этой причине в большинстве приемных устройств, работающих на частотах выше 700 GHz, используются другие соединения ниобия с меньшими поверхностными потерями, например, NbTiN. Однако в настоящее время не существует хорошо отработанной технологии получения высококачественных туннельных переходов с электродами из NbTiN.

Альтернативой является использование в качестве генераторов массива из N малых (размер много меньше λ_J) джозефсоновских переходов [17–26], что позволяет добиться выигрыша в мощности по сравнению с одиночным переходом в N раз. Кроме того, при условии согласования импеданса внешней нагрузки с импедансом массива в N раз уменьшается и ширина линии [17,19], что необходимо для реализации системы фазовой автоматической подстройки частоты (ФАПЧ) в задачах спектроскопии. Следует отметить, что если массив не согласован с нагрузкой, то и возрастание мощности, и уменьшение ширины линии происходят по закону N^2 [19], однако в таком случае синхронизация будет возможна только на выделенных частотах, соответствующих возникновению геометрических резонансов в линии. Если же переход находится в узле волны, то его частота генерации будет несколько отлична от остальных [20].

В литературе приводятся результаты исследования одномерных и двумерных массивов джозефсоновских переходов. Были использованы различные варианты расположения переходов в массиве: группами на расстояниях, равных половине длины волны излучения [18], и регулярное расположение переходов на расстоянии много меньше длины волны [23]. В первом случае спектр излучения ограничен геометрическими резонансами в линии; однако при этом удается получить генерацию излучения мощностью до 160 μW на частоте 240 GHz, что было продемонстрировано в работе [21] при помощи детектора на одиночном джозефсоновском переходе на том же чипе, что и генератор. Этой мощности уже достаточно для излучения в открытое пространство. Синхронизации в этом случае достичь проще, так как все переходы оказываются в пучностях электромагнитной волны (они расположены группами в массиве через $\lambda/2$). Во втором случае ограничение, связанное с геометрическими резонансами, обусловлено только размерами всего массива (резонансы становятся более частыми и менее добротными), что позволяет осуществлять перестройку частоты. В работе [25] приводятся результаты исследования массива, состоящего из 9996 переходов Nb/NbSi/Nb; рабочие частоты лежат в диапазоне от 139 до 343 GHz с возможностью непрерывной перестройки частоты. Синхронизации переходов удается достичь благодаря возбуждению мод в подложке. Ширина линии генерации в лучших точках менее 1 MHz. Основные параметры и характеристики генераторов на массивах, исследованных в работах [21–25] приведены в таблице. Во всех работах, кроме [24,25], выходная мощность измерялась при помощи детектора, расположенного на том же чипе, что и исследуемый массив.

Параметры генераторов на основе массивов из работ [21–25]

Работа	Рабочая область, GHz	N	Максимальная мощность, μW	Ширина линии генерации, MHz	Расположение переходов
[21]	240	1968	160	Нет данных	1D, $l = \lambda/2$, groups
[22]	566, 625	11	10	8	1D, $l = \lambda/2$
[23]	200–500	20	1.5	10.3	1D, $l = \lambda/2$, groups
[24]	53–230	10×10	0.2	0.01	2D, $l \ll \lambda$
[25]	139–343	9996	3.0	1.5	1D, $l \ll \lambda$

Примечание.*groups обозначает, что переходы в рамках группы находятся на расстояниях $\ll \lambda$ друг от друга, а расстояние между группами $\lambda/2$.

Настоящая работа посвящена исследованию сверхпроводниковых генераторов subTHz-диапазона на основе одномерных массивов туннельных СИС переходов Nb–AlO_x–Nb и Nb–AlN–NbN, шунтированных тонкопленочными резисторами. Предложена, изготовлена и исследована новая конструкция массива, в которой переходы включены последовательно и встроены в центральный электрод копланарной линии. Важным преимуществом таких массивов для работы на subTHz частотах по сравнению с распределенными джозефсоновскими переходами является существенное уменьшение влияния потерь в сверхпроводящих электродах за счет различной конфигурации высокочастотных токов, которые в РДП протекают непосредственно в области туннельного перехода. Использование копланарной линии открывает возможность формирования электродов линии из материалов с более высокими значениями критической температуры и щелевого напряжения (следовательно, с малыми поверхностными потерями на частотах порядка 1 THz), в то время как электроды самих туннельных переходов могут быть изготовлены на основе уже отлаженных подходов и методик. При этом возможно использование туннельных переходов с очень высокой плотностью тока, несмотря на существенное ухудшение параметра качества, поскольку туннельные переходы шунтируются дополнительным резистором. Технология изготовления экспериментальных структур описана в разд. 1. Разд. 2 посвящен описанию интегральных микросхем для исследования сверхпроводниковых генераторов. В разд. 3 представлена методика проведения измерений и полученные результаты исследования различных типов массивов. Описана оптимизированная конструкция массива и приведены первые результаты измерения таких структур.

1. Описание технологических процессов

Исследуемые структуры были изготовлены с применением многократно апробированной в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН технологии, включающей в себя процессы оптической и электронной литографии, магнетронного напыления, реактивного ионного травления и взрывной литографии [27,28]. Эта технология была апробирована при изготовлении малошумящих приемных устройств THz-диапазона для радиоастрономии и интегральных приемников с целью мониторинга атмосферы и лабораторных применений [11,29]. Для изготовления структур использовалось оборудование, входящее в состав УНУ „Криоинтеграл“–„Технологический и измерительный комплекс для изготовления сверхпроводниковых наносистем на основе новых материалов“ [30]; этот комплекс является уникальным и, по сути, единственным в РФ, где возможно изготовление высококачественных туннельных переходов на основе ниобия. В частности, технология изготовления трехслойных структур Nb–AlO_x–Nb позволяет получать переходы со щелевым напряжением V_g до 2.85 mV и отношением подщелевого сопротивления к нормальному более 20 с хорошей воспроизводимостью параметров [27–29].

Опишем кратко технологию изготовления интегральных сверхпроводниковых структур на основе туннельных переходов Nb–Al/AlO_x–Nb; отметим, что для переходов на основе нитрида алюминия (Nb–Al/AlN–NbN) процесс окисления тонкой пленки алюминия заменялся процессом нитридизации, а вместо верхнего ниобия в трехслойной структуре использовался нитрид ниобия. На подложку из высокоомного кремния методом высокочастотного магнетронного напыления наносится слой Al_2O_3 толщиной 100 nm. Его основная функция — защита поверхности подложки при формировании нижнего электрода. Далее формировалась трехслойная структура Nb–Al/AlO_x–Nb: на нижний ниобиевый электрод толщиной 200 nm напыляется тонкий слой алюминия (7 nm), который при окислении в атмосфере кислорода позволяет получить туннельный барьер толщиной около 1 nm. Изготовление трехслойной структуры завершается напылением 70 nm Nb. Топология трехслойной структуры формируется методом взрывной литографии (lift-off). Далее в ходе плазмохимического травления в смеси CF_4 и O_2 формируются СИС переходы. При этом слой алюминия препятствует травлению нижнего электрода. После травления с целью предотвращения замыканий проводится анодирование изготовленных слоев, в ходе которого на поверхностях образуется тонкий оксидный слой (около 10 nm). Затем напыляется слой диоксида кремния толщиной 250 nm, выполняющий функцию

изолятора в микрополосковых линиях. Затем методом взрывной литографии формируются тонкопленочные резисторы из молибдена толщиной 100 nm, сопротивление $\sim 1\Omega/\square$. Отметим, что подключение шунта к нижнему электроду осуществляется напрямую, а не через СИС переход большой площади, для чего проводится дополнительная операция травления. Подключение шунта через СИС переход приводит к появлению дополнительных резонансов на ВАХ генератора, обусловленных возбуждением колебаний на плазменной частоте перехода. Процесс изготовления сверхпроводниковой структуры завершает стадия формирования верхнего электрода на основе ниобия толщиной 350 nm, выполняемая методом взрывной литографии. Для подключения к экспериментальному образцу методом взрывной фотолитографии изготавливают золотые контактные площадки к основному (нижнему) и верхнему электродам. Изображение технологических слоев вблизи СИС перехода в массиве вместе с шунтом показано на рис. 1.

2. Экспериментальные образцы

На рис. 2, *a* показано изображение одного из исследуемых образцов в оптическом микроскопе, представлен массив из 100 шунтированных джозефсоновских переходов. На рис. 2, *b* приведено увеличенное изображение СИС переходов в массиве вместе с шунтами. Массив образован последовательно соединенными переходами, каждый из которых шунтирован тонкопленочным резистором из нормального металла (молибден). Во всех образцах массив встроен в центральный электрод копланарной линии. Было изготовлено несколько серий

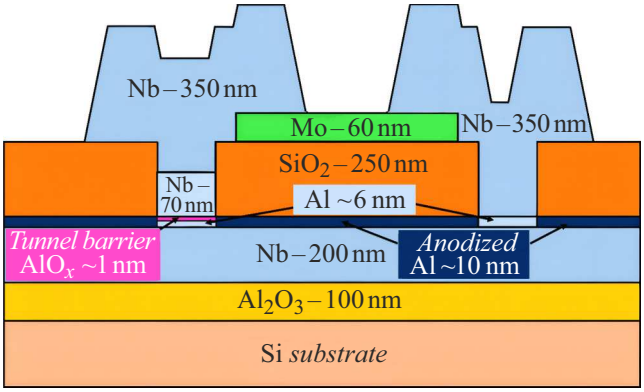

Рис. 1. Изображение технологических слоев вблизи одного СИС перехода в массиве вместе с шунтом из нормального металла (положение плоскости сечения показано пунктирной линией на рис. 2, *b*). Слои в порядке снизу-вверх: кремниевая подложка; буферный слой Al_2O_3; нижний ниобиевый электрод; анодный окисел для предотвращения закороток в джозефсоновских контактах и защиты поверхности ниобия при формировании переходов; тонкий слой алюминия 6 nm; туннельный барьер AlO_x; верхний слой ниобия в переходах; слой изоляции из диоксида кремния; слой нормального металла (молибден); верхний электрод из ниобия.

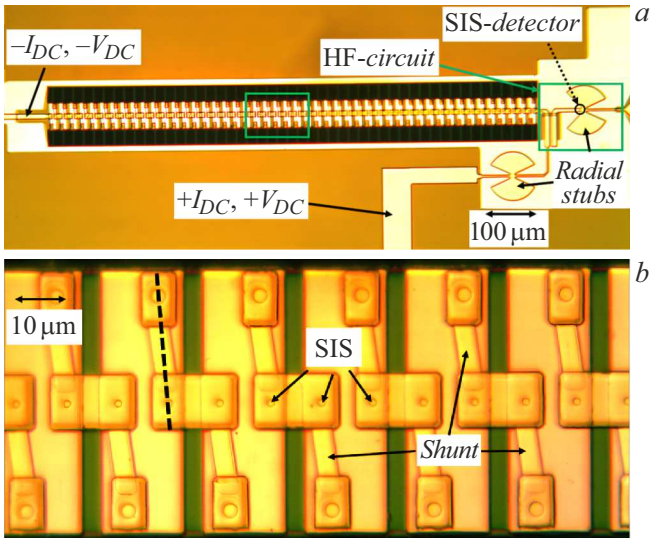

Рис. 2. Оптическая микрофотография массива из 100 шунтированных переходов (*a*) и увеличенное изображение шунтированных СИС переходов в массиве (*b*).

образцов генераторов [31] с различной плотностью тока в массивах, состоящих из 100, 200 и 350 переходов и площадью 2.8 и $4.2\,\mu m^2$. Переходы площадью 2.8 и $4.2\,\mu m^2$ шунтированы резисторами сопротивлением 1.5 и $1\,\Omega$, а критический ток переходов с плотностью туннельного тока $5\,kA/cm^2$ составляет 110 и $170\,\mu A$ соответственно.

Детектирование и исследование высокочастотного переменного сигнала, генерируемого массивом, осуществляется при помощи интегрального детектора на одиночном СИС переходе, расположенном на чипе вместе с массивом (SIS-detector, рис. 2, *a*). Для независимого измерения ВАХ массива и детектора в схеме согласования между ними предусмотрен разрыв по постоянному току, выполненный в виде щелевой антенны (HF-circuit, рис. 2, *a*). Радиальный замыкатель (Radial stub, рис. 2, *a* справа) необходим для отстройки емкости СИС детектора. Если бы подключение массива по постоянному току было реализовано в виде стандартной микрополосковой линии, то на ее резонансных частотах значительная доля мощности ВЧ сигнала, уходила бы в эту линию, и не регистрировалась бы детектором. Для уменьшения влияния линии подключения по постоянному току на ВЧ сигнал на расстоянии, равном четверти длины волны в линии, от края одного из электродов щелевой антенны предусмотрен еще один радиальный замыкатель (Radial stub слева от HF-circuit, рис. 2, *a*); это обеспечивает высокий импеданс линии в точке подключения на рабочей частоте.

Для реализации устойчивой генерации на определенной частоте необходимо обеспечить безгистерезисный характер ВАХ каждого перехода. Гистерезис на ВАХ возникает из-за наличия у перехода конечной емкости; степень гистерезиса характеризуется параметром Мак-

камбера β_c. Для реализации безгистерезисного характера ВАХ параметр Маккамбера β_c должен быть меньше определенной величины порядка единицы, причем ее характерное значение зависит от модели, которой описывается джозефсоновский переход [14]. Величину β_c можно рассчитать по формуле

$$\beta_c = 2eI_cR_J^2C/\hbar, \tag{1}$$

где I_c — критический ток, $\hbar = h/2\pi$, R_J — подщелевое сопротивление, C — емкость перехода. Для нашего случая наиболее адекватной представляется микроскопическая модель туннельного перехода (TJM) [14]. В данной модели для получения безгистерезисной ВАХ величина параметра Маккамбера, определенная по формуле (1), должна быть менее 0.3. Для СИС переходов в массиве за счет использования шунта достигается величина $\beta_c \sim 0.28$ для переходов площадью $2.8\,\mu\text{m}^2$ и $\beta_c \sim 0.2$ для $4.2\,\mu\text{m}^2$, что позволило добиться практически безгистерезисного хода ВАХ.

В работе [31] показано, что в рамках RLCSJ-модели возможно получить расчетную ВАХ, очень близкую к эксперименту. При моделировании характеристик перехода в HFSS было установлено, что особенности на экспериментальной ВАХ связаны с возбуждением резонанса, обусловленного наличием у перехода емкости и индуктивностью шунта. Наличие СИС перехода смоделировано при помощи граничного условия, как описано в работе [32]. Используемые параметры RLCSJ модели одиночного перехода Nb–AlN–NbN площадью $2.8\,\mu\text{m}^2$ с плотностью туннельного тока $\sim 13\,\text{kA/cm}^2$: сопротивление шунта $R_s \approx 0.9\,\Omega$, индуктивность шунта $L \approx 1.7\,\text{pH}$, суммарная емкость структуры 0.361 pF.

3. Измерения и оптимизация конструкции генераторных массивов

На первом этапе были исследованы различные варианты конструкции генераторных массивов [31], содержащие 100, 200 и 350 джозефсоновских переходов с плотностями туннельного тока 5, 13 и $20\,\text{kA/cm}^2$ (фотография массива из 100 джозефсоновских переходов представлена на рис. 2. В серии с плотностью туннельного тока переходов $5\,\text{kA/cm}^2$ ширина рабочей полосы обусловлена характеристикой передачи схемы согласования. В образцах с большей плотностью туннельного тока полоса генерации оказалась существенно уже.

Были изучены частотные зависимости тока накачки детектора для образцов с массивами из 350 переходов площадью 2.8 и $4.2\,\mu\text{m}^2$. Максимальная рабочая частота массива с переходами большей площади оказалась несколько ниже, скорее всего, из-за большей паразитной емкости переходов. Мощность генерации в среднем больше в массиве с переходами большей площади, однако пиковая мощность оказалась практически одинакова для сравниваемых образцов. Для образцов с $N = 100$, 200 и 350 переходами Nb–AlO$_x$–Nb (плотность туннельного тока $\sim 5\,\text{kA/cm}^2$ и площадь $2.8\,\mu\text{m}^2$) найдено, что с увеличением количества переходов в массиве максимальная мощность генерации возрастает быстрее, чем N. Изрезанность зависимостей, скорее всего, связана с возникновением стоячих волн в линии и захватом частоты в соответствующих рабочих точках. В образце с 350 переходами изрезанность выражена наиболее ярко из-за большей генерируемой мощности и соответственно большей эффективностью захвата частоты. Кроме того, был обнаружен провал на частотах вблизи 500 GHz, который обусловлен оттоком мощности в линию подключения массива по постоянному току.

В области с максимальной накачкой от 200 до 450 mV были отчетливо видны характерные резонансные ступени. Расстояние между ступенями по частоте примерно равно $\Delta f \sim 20\,\text{GHz}$ как для массива с площадью переходов $S = 2.8\,\mu\text{m}^2$, так и $S = 4.2\,\mu\text{m}^2$. Известно, эффективная диэлектрическая проницаемость копланарной линии равна [33]:

$$\varepsilon^{\text{eff}} = (\varepsilon + 1)/2, \tag{2}$$

где $\varepsilon \sim 11.7$ — относительная диэлектрическая проницаемость кремниевой подложки. Частотный интервал между резонансами в копланарной линии можно оценить по формуле

$$\Delta f \approx \frac{c}{\sqrt{\varepsilon^{\text{eff}}}2L}. \tag{3}$$

Длина линии L из 350 переходов на образце равна $3500\,\mu\text{m}$, c — скорость света в вакууме. Расчет по формуле (3) с учетом (2) дает $\Delta f \sim 17\,\text{GHz}$, что позволяет утверждать, что наблюдаемые ступени на ВАХ, скорее всего, связаны с геометрическими резонансами на всей длине копланарной линии, в которую встроен массив. Небольшое различие может быть вызвано дополнительными погонными емкостью и индуктивностью, возникающих в линии из-за СИС переходов и шунтов, и частотной дисперсией эффективной диэлектрической проницаемости в копланарной линии.

Для устранения перечисленных выше проблем (стоячие волны и отток мощности в линию подключения массива по постоянному току) были спроектированы образцы с согласованной нагрузкой на неизлучающем конце массива и оптимизированной конструкцией подводов токов питания. Топология новых структур была оптимизирована в программе численного трехмерного моделирования Ansys HFSS. Метод моделирования сверхпроводниковых структур в программе Ansys HFSS подробно описан в работах [32,34]. На рис. 3 показано фото оптимизированного генераторного массива, содержащего 600 джозефсоновских переходов. Кроме согласованной нагрузки на левом краю массива для уменьшения паразитных отражений в конструкции использованы дополнительные соединения внешних электродов копланарной линии на поворотах (аналог air bridge).

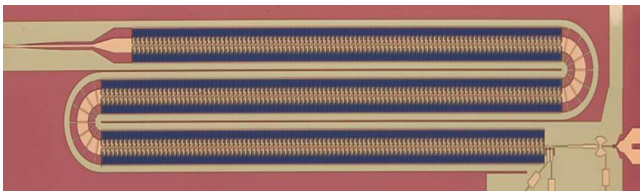

Рис. 3. Фотография оптимизированного массива из 600 шунтированных переходов.

При воздействии на СИС детектор внешнего переменного сигнала повышается вероятность туннелирования квазичастиц под действием фотонов, из-за чего на ВАХ появляются характерные ступени тока. ВАХ в данном случае можно описать при помощи выражений из модели Такера–Фелдмана [1]:

$$I(V_0, V_f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2\left(\frac{eV_f}{hf}\right) I_{DC}\left(V_0 + \frac{nhf}{e}\right), \qquad (4)$$

где V_0 — напряжение в рабочей точке, V_f — амплитуда напряжения внешнего переменного сигнала, f — частота сигнала, h — постоянная Планка, e — заряд электрона, n — номер ступени (число фотонов, участвующих в процессе взаимодействия с одним электроном), $J_n(\alpha)$ — функции Бесселя первого рода, $I_{DC}(V)$ — ВАХ СИС перехода при отсутствии внешнего излучения. Аппроксимируя форму ВАХ выражением (4), можно определить частоту и V_f, а также мощность сигнала с точностью лучше 3 %. На рис. 4 показаны ВАХ детектора при различных частотах внешнего сигнала. Величина тока на квазичастичной ступени в рабочей точке V_0, которая обычно выбирается при напряжении немного ниже щелевого, называется током накачки I_{pump}. На частоте 411 GHz (синяя кривая) значение регистрируемой мощности составило 0.4 μW, которой уже достаточно для применения в сверхпроводниковых интегральных приемниках [11,29].

Если критический ток через СИС детектор подавлен не полностью, то помимо квазичастичных ступеней на ВАХ возникают также и ступени Шапиро (рис. 4). Соответствующие напряжения определяются по формуле

$$V_{Shapiro} = hfn/2e, \qquad (5)$$

где f — частота внешнего сигнала, n — номер ступени. На рис. 4 на частотах 320 и 411 и 516 GHz наблюдаются первая и вторая ступени Шапиро; ступени видны и выше щели V_g, например, на частоте 411 GHz отчетливо видна пятая (напряжение 4.25 mV) и даже шестая (5.1 mV) ступени. По положению ступеней Шапиро можно определить частоту сигнала с большей точностью, чем по положению квазичастичных ступеней.

ВАХ массива из 600 элементов при напряжениях до 800 mV приведена на рис. 5; цветом показан ток накачки СИС детектора. На ВАХ обнаруживаются слабо

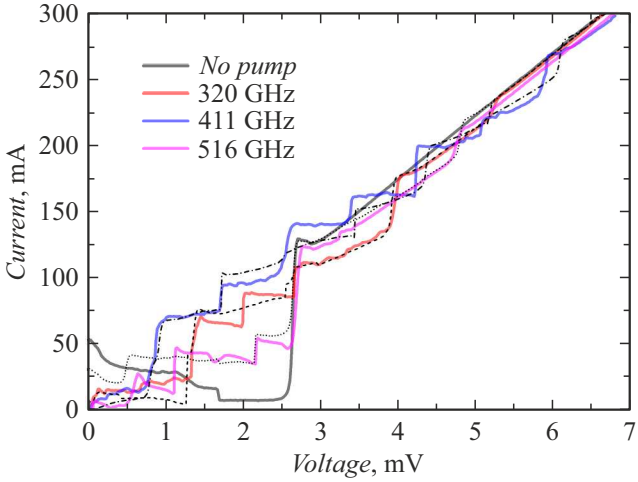

Рис. 4. Семейство ВАХ СИС детектора при различных частотах сигнала от массива; критический ток частично подавлен внешним магнитным полем (320 GHz — красная кривая, 411 GHz — синяя, 516 GHz — пурпурная). Пунктирными кривыми показаны результаты расчетов по формуле (4) при использовании экспериментально измеренной автономной ВАХ.

выраженные ступени тока (см. вставку). На рис. 6 показана зависимость тока накачки СИС детектора от частоты генератора на массиве из 600 джозефсоновских переходов с согласующей цепью между массивом и СИС детектором, оптимизированной в диапазоне 300–550 GHz. Красной пунктирной кривой показан коэффициент S_{21} согласующей схемы между массивом и СИС детектором, рассчитанный в Ansys HFSS. Видно, что оптимизация конструкции позволила значительно расширить диапазон работы генератора. Более того, глубина резонансов, обусловленных отражениями от краев массива, не превышает 1.5 dB в большей части диапазона; при этом отражения от поворотов массива малы и не обнаруживают себя на зависимости тока накачки СИС смесителя от частоты.

По положению ступеней Шапиро установлено, что частоты генерации, рассчитанные по формуле Джозефсона в пересчете на один переход и измеренные экспериментально, отличаются на несколько процентов, что можно объяснить неполной синхронизацией переходов в массиве, обусловленной сложной динамикой процессов в системе с большим числом переходов [35].

Предложенная топология массивов сосредоточенных джозефсоновских переходов позволила создать управляемый перестраиваемый генератор терагерцового диапазона с мощностью, достаточной для применений on-chip в качестве генератора гетеродина в сверхпроводниковом интегральном приемнике. Для измерения спектра излучения массива шунтированных джозефсоновских переходов использовалась интегральная структура, представленная на рис. 2. На СИС детекторе происходит смешение излучения от массива с гармониками сигнала от синтезатора, настроенного на частоту 15–18 GHz;

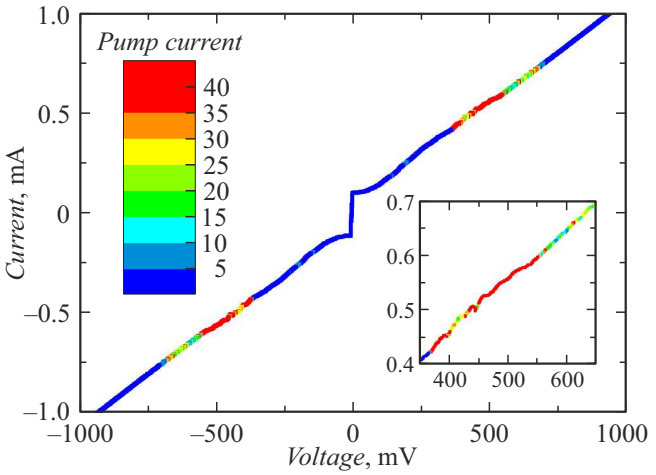

Рис. 5. ВАХ массива из 600 шунтированных джозефсоновских переходов площадью $2.8\,\mu m^2$. Величина тока накачки в каждой точке ВАХ показана цветом. На вставке показан участок ВАХ в области напряжений, соответствующих частотной области 300–550 GHz.

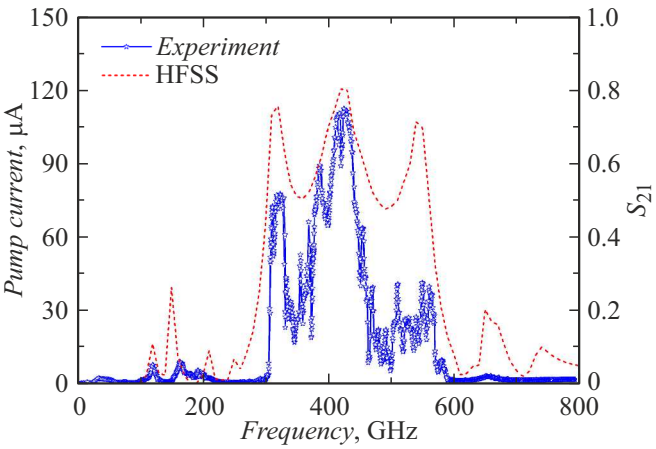

Рис. 6. Зависимость тока накачки от частоты генерации массива, включающего 600 джозефсоновских переходов площадью $2.8\,\mu m^2$. Красная пунктирная кривая — коэффициент S_{21} согласующей схемы между массивом и СИС детектором, рассчитанный в Ansys HFSS.

в данном измерении СИС детектор работает в режиме гармонического смесителя. Сигнал на разностной частоте выводится из криостата на вход спектроанализатора. На рис. 7 показан спектр излучения массива из 600 переходов; естественная ширина линии излучения составляет 360 kHz. В работе [31] продемонстрирована возможность частотной и фазовой стабилизации частоты излучения таких массивов на частотах до 650 GHz.

Заключение

В ходе работы были изготовлены и исследованы генераторы на основе массивов последовательно соединенных джозефсоновских СИС переходов, встроенных в центральный электрод копланарной линии; каждый переход шунтирован тонкопленочным резистором из нормального металла. Выбор данной геометрии позволил добиться генерации и возможности перестройки частоты в диапазоне 100–750 GHz. Исследованы зависимости характеристик выходного излучения от площадей переходов, составляющих массив. Для массива с площадью переходов $S = 2.8\,\mu m^2$ накачка регистрируется СИС детектором на частотах вплоть до 700 GHz. С увеличением числа переходов в массиве регистрируемая детектором мощность возрастает.

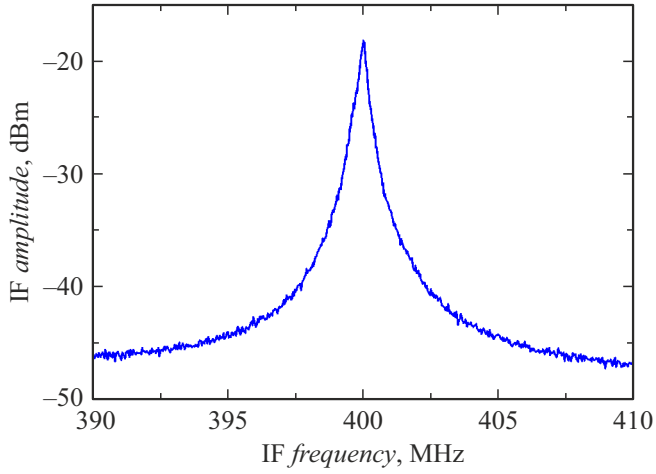

Рис. 7. Линия излучения массива из 600 переходов на частоте 450 GHz, преобразованная вниз по частоте и измеренная с разрешением спектроанализатора (RBW) 180 kHz. Ширина линии 360 kHz; отношение сигнал/шум 29 dB.

Оптимизация конструкции массива позволила значительно расширить диапазон работы генератора и улучшить равномерность выходной мощности; глубина резонансов, обусловленных отражениями от краев массива, не превышает 1.5 dB в большей части диапазона. Пиковое значение мощности, зарегистрированное детектором, составило $0.4\,\mu W$; ее уже достаточно для применения в сверхпроводниковых интегральных схемах на чипе. Работа является итерацией на пути создания сверхпроводникового генератора на основе массива последовательно соединенных шунтированных СИС переходов, встроенных в центральный электрод копланарной линии, существует ряд способов увеличить в дальнейшем его мощность генерации.

Важным преимуществом предложенных массивов для работы на subTHz частотах по сравнению с распределенными джозефсоновскими переходами является существенное снижение влияния потерь в сверхпроводящих электродах за счет иной конфигурации высокочастотных токов, протекающих непосредственно в области туннельного перехода. Использование копланарной линии открывает возможность формирования электродов из материалов с более высокими значениями критической

температуры и щелевого напряжения (а значит, и с малыми поверхностными потерями на частотах около 1 THz); при этом сами туннельные переходы могут быть изготовлены на основе уже отлаженных подходов и методик. При этом становится возможным использование туннельных переходов с очень высокой плотностью тока, несмотря на существенное ухудшение параметра качества, поскольку туннельные переходы в предложенной конструкции шунтируются дополнительным резистором для реализации безгистерезисной ВАХ. Кроме того, использование самошунтированных переходов (см., например, [36]) позволит уменьшить паразитную индуктивность, и еще больше расширить рабочий диапазон в область высоких частот.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2024-538).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.R. Tucker, M.J. Feldman. Rev. Modern Phys., **57** (4), 1055 (1985). DOI: 10.1103/RevModPhys.57.1055

[2] A.R. Kerr, M.J. Feldman, S.-K. Pan. *Proceedings of the Eighth International Symposium on Space Terahertz Technology* (Cambridge, MA, USA, 1997)

[3] *Apex Space Telescope Website*. Available online: http://www.apex-telescope.org

[4] *LLAMA Space Observatory Website*. https://www.llamaobservatory.org/

[5] *Hershel Space Telescope Website*. Available online: https://www.herschel.caltech.edu/

[6] *Вебсайт космической обсерватории „Миллиметрон“*. Available online: https://millimetron.ru/

[7] G. de Lange, M. Birk, D. Boersma, J. Dercksen, P. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, H. Golstein, R.W.M. Hoogeveen. L. de Jong. Supercond. Sci. Tech., **23** (4), 045016 (2010). DOI: 10.1088/0953-2048/23/4/045016

[8] V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, O.V. Koryukin, A.V. Khudchenko, M.Yu. Torgashin, P.A. Yagoubov, R.W.M. Hoogeveen, O.M. Pylypenko. IEEE Trans. Appl. Supercond., **15** (2), 960 (2005). DOI: 10.1109/TASC.2005.850138

[9] J.V. Siles, K.B. Cooper, C. Lee, R.H. Lin, G. Chattopadhyay, I. Mehdi. IEEE Transactions Terahertz Sci. Technol., **8** (6), 596 (2018). DOI: 10.1109/TTHZ.2018.2876620

[10] J.V. Siles, A.E. Maestrini, C. Lee, R. Lin, I. Mehdi. IEEE Transactions Terahertz Sci. Technol., **14** (5), 607 (2024). DOI: 10.1109/TTHZ.2024.3430013

[11] Л.В. Филиппенко, А.М. Чекушкин, М.Ю. Фоминский, А.Б. Ермаков, Н.В. Кинев, К.И. Рудаков, А.В. Худченко, А.М. Барышев, В.П. Кошелец, С.А. Никитов. УФН, **194**, 1207 (2024). DOI: 10.3367/UFNr.2024.07.039726 [L.V. Filippenko, A.M. Chekushkin, M.Yu. Fominskii, A.B. Ermakov, N.V. Kinev, K.I. Rudakov, A.V. Khudchenko, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets, S.A. Nikitov. Phys. Usp., **67**, 1139, (2024). DOI: 10.3367/UFNe.2024.07.039726]

[12] V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, M.I. Faley, L.V. Filippenko, K.V. Kalashnikov, N.V. Kinev, O.S. Kiselev, A.A. Artanov, K.I. Rudakov, A. de Lange, G. de Lange, V.L. Vaks, M.Y. Li, H. Wang. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., **5** (4), 687 (2015). DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2443500

[13] D.R. Gulevich, V.P. Koshelets, F.V. Kusmartsev. Phys. Rev. B, **96** (2), 024515 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.024515.

[14] K.K. Likharev. *Dynamics of Josephson junctions and circuits*. (Gordon and Breach science publishers, NY., 1986)

[15] D.D. Coon, M.D. Fiske. Phys. Rev., **138** (3A), A744 (1965). DOI: 10.1103/PhysRev.138.A744

[16] Y. Uzawa, S. Saito, W. Qiu, K. Makise, T. Kojima, Z. Wang. J. Low Temperature Phys., **199**, 143 (2020). DOI: 10.1007/s10909-019-02324-1

[17] A.K. Jain, K.K. Likharev, J.E. Lukens, J.E. Sauvageau. Phys. Reports, **109** (6), 309 (1984). DOI: 10.1016/0370-1573(84)90002-4

[18] P. Barbara, A.B. Cawthorne, S.V. Shitov, C.J. Lobb. Phys. Rev. Lett., **82** (9), 1963 (1999). DOI: 10.1103/physrevlett.82.1963

[19] M. Darula, T. Doderer, S. Beuven. Supercond. Sci. Tech., **12** (1), R1 (1999). DOI: 10.1088/0953-2048/12/1/001

[20] M.A. Galin, V.V. Kurin, I.A. Shereshevsky, N.K. Vdovicheva, A.V. Antonov, B.A. Andreev, A.M. Klushin. IEEE Trans. Appl. Supercond., **31** (5), 1 (2021). DOI: 10.1109/TASC.2021.3064533

[21] P.A.A. Booi, S.P. Benz. Appl. Phys. Lett., **68** (26), 3799 (1996). DOI: 10.1063/1.116621

[22] A. Kawakami, Y. Uzawa, Z. Wang. IEEE Trans. Appl. Supercond., **9** (2), 4554 (1999). DOI: 10.1109/77.784039

[23] B. Bi, S. Han, J.E. Lukens, K. Wan. IEEE Trans. Appl. Supercond., **3** (1), 2303 (1993). DOI: 10.1109/77.233544

[24] P.A.A. Booi, S.P. Benz. Appl. Phys. Lett., **64** (16), 2163 (1994). DOI: 10.1063/1.111984

[25] M.A. Galin, N.V. Kinev, M.Yu. Levichev, A.I. El'kina, A.V. Antonov, A.V. Khudchenko, G.P. Nazarov, V.V. Kurin, V.P. Koshelets. IEEE Trans. Appl. Supercond., **34** (3), (2024). DOI: 10.1109/TASC.2023.3337197

[26] J. Lukens. *Study of Josephson Effect Arrays as Sources at 1 THz* (Rome Air Development Center, Air Force Systems Command, Rome, 1990). p. 110.

[27] L.V. Filippenko, S.V. Shitov, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, V.P. Koshelets, J.R. Gao. IEEE Trans. Appl. Supercond., **11** (1), 816 (2001). DOI: 10.1109/77.919469

[28] P.N. Dmitriev, I.L. Lapitskaya, L.V. Filippenko, A.B. Ermakov, S.V. Shitov, G.V. Prokopenko, S.A. Kovtonyuk, V.P. Koshelets. IEEE Trans. Appl. Supercond., **13** (2), 107 (2003). DOI: 10.1109/TASC.2003.813657

[29] K.I. Rudakov, A.V. Khudchenko, L.V. Filippenko, M.E. Paramonov, R. Hesper, D.A.R. da Costa Lima, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets. Appl. Sci., **11** (21), 10087 (2021). https://doi.org/10.3390/app112110087

[30] *УНУ „Криоинтеграл“–„Технологический и измерительный комплекс для создания сверхпроводниковых наносистем на основе новых материалов“* Электронный ресурс. Режим доступа: http://www.cplire.ru/rus/kriointegral/index.html; http://ckp-rf.ru/usu/352529/

[31] Ф.В. Хан, Л.В. Филиппенко, А.Б. Ермаков, М.Е. Парамонов, М.Ю. Фоминский, Н.В. Кинев, В.П. Кошелец, С.А. Никитов. УФН, **195** (6), 621 (2025). DOI: 10.3367/UFNr.2024.12.039864
[32] Ф.В. Хан, А.А. Атепалихин, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец. Радиотехника и электроника, **68** (10), 1003 (2023). DOI: 10.31857/S0033849423090115. [F.V. Khan, L.V. Filippenko, V.P. Koshelets. J. Commun. Technol. Electron., **68** (9), 983 (2023). DOI: 10.1134/S1064226923090115]
[33] R. Garg, I. Bahl, M. Bozzi. *Microstrip lines and slotlines* (Artech house, 2013)
[34] V. Belitsky, C. Risacher, M. Pantaleev, V. Vassilev. Intern. J. Infrared Millimeter Waves, **27**, 809 (2006). DOI: 10.1007/s10762-006-9116-5
[35] M.A. Galin, I.A. Shereshevsky, N.K. Vdovicheva, V.V. Kurin. Supercond. Sci. Technol., **34** (7), 075005 (2021). DOI: 10.1088/1361-6668/abfd0b
[36] S.K. Tolpygo, R. Rastogi, T. Weir, E.B. Golden, V. Bolkhovsky. IEEE Trans. Appl. Supercond., **34** (3), (2024). DOI: 10.1109/TASC.2024.3364128