

Влияние внешних воздействий на низкотемпературную проводимость туннельных структур сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник *

С.А. Лемзяков, М.А. Тарасов, В.С. Эдельман

Дан обзор наиболее примечательных экспериментов, проведённых в ИФП РАН в кооперации с ИРЭ РАН по влиянию миллиметрового облучения, температуры T и магнитного поля B на проводимость туннельных структур сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник (СИНИС) при температурах $T \ll T_c$ и при малых напряжениях, при которых одноэлектронный ток сравним или меньше подцевого двухэлектронного андреевского тока. Установлено, что при облучении с энергией квантов $\hbar\omega \gg kT$ электронная подсистема в нормальном металле не достигает равновесия. При импульсном облучении получена оценка постоянной времени СИНИС структур как детектора излучения на уровне единиц микросекунд. Исследовано воздействие магнитного поля на одноэлектронную и на андреевскую проводимость СИНИС.

Ключевые слова: туннельные переходы, структуры сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник, андреевский ток, детекторы излучения миллиметрового диапазона, электронная температура, электрон-фононное взаимодействие, вихревая структура Абрикосова

PACS numbers: 07.57. – c, 74.45. + c, 85.25.Pb

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039844>

Содержание

1. Введение (759).
 2. Нетепловой отклик на субтерагерцовое излучение (760).
 3. Измерение времени отклика СИНИС-приёмников (761).
 4. Влияние магнитного поля на проводимость структур СИН (763).
 5. Заключение (764).
- Список литературы (765).

1. Введение

Интерес к исследованию микроструктур сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник (СИНИС) вызван предложением их использования в радиоастрономии в качестве чувствительного элемента, интегрированного в плоскостную антенну

приёмника миллиметрового или субмиллиметрового излучения [1, 2]. Идея состоит в том, что если сверхпроводящие электроды СИНИС соединены непосредственно с двумя половинами антенны, а нормальная полоска согласована с антенной по импедансу, то практически вся мощность принятого излучения будет поглощаться именно в ней, приводя к её нагреву и тем самым к росту туннельного тока. Для увеличения отклика на излучение надо уменьшать объём нормального металла и снижать температуру T для уменьшения теплоёмкости и ослабления электрон-фононного взаимодействия, ответственного за отток тепла от системы электронов. Однако при энергии квантов излучения $\hbar\omega \gg kT$ падает эффективность преобразования получаемой электронами энергии в ток, когда времена электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия при снижении температуры становятся больше времени туннелирования [3, 4]. Это явление рассмотрено в разделе 2.

В разделе 3 описаны результаты исследования оригинального метаматериала из матрицы связанных СИНИС

С.А. Лемзяков^(1, a), М.А. Тарасов^(2, b), В.С. Эдельман^(1, c)

⁽¹⁾ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина 2, 119334 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

ул. Моховая 11, корп. 7, 125009 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(a) lemserj@gmail.com, ^(b) tarasov@hitech.cplire.ru,

^(c) vsedelman@yandex.ru

Статья поступила 18 декабря 2024 г.

* Обзор написан на основе доклада, представленного на совместном заседании Научной сессии Отделения физических наук РАН и Учёного совета Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, посвящённом 90-летию ИФП РАН, 18 декабря 2024 г. (см. УФН 195 (7) 747 (2025)).

элементами полуколец с размерами, много меньшими длины волны. Увеличение общего объёма нормальных электродов СИНИС позволило существенно повысить эффективность преобразования энергии фотонов в туннельный ток [5]. Измерено время отклика таких детекторов [6] и оценена их МЭШ (мощность, эквивалентная шуму).

Раздел 4 посвящён исследованию влияния магнитного поля на низкотемпературную проводимость СИНИС при малых напряжениях, когда сравнимы одночастичный ток и подщелевой андреевский ток [7, 8].

2. Нетепловой отклик на субтерагерцовое излучение

Изучено изменение туннельного тока СИНИС при воздействии излучения со средней частотой 340 ГГц, отвечающей окну прозрачности атмосферы. Приёмник излучения — планарная антенна из двух половин, связанных цепочкой из трёх последовательно соединённых СИНИС, с подавлением сверхпроводимости алюминиевого абсорбера магнитной примесью Fe. СВЧ-сигнал поступал через ёмкостную связь между элементами антенны и СИНИС. Площадь каждого туннельного перехода 0,25 мкм², толщина туннельного барьера 0,01 мкм, сопротивление в нормальном состоянии $R_n = 3,8$ кОм. Источник излучения — пластинка из кремния с напылённой плёнкой нихрома. Его температура изменялась от $\sim 0,4$ К до ~ 10 К пропусканием тока по плёнке. Образец до низких температур охлаждался в криостате растворения на базе импульсной трубы [9].

Тепловое излучение попадало на приёмник через диафрагму, закрытую интерференционными фильтрами со средней частотой 340 ГГц и шириной 45 ГГц и пропусканием в максимуме 50 %. При расчёте мощности, падающей на приёмник, учитывалось влияние интерференции на толщине пластинки кремния на степень черноты излучателя. Уточнение характеристик фильтра и излучателя проделано в [6] и было учтено при написании настоящей работы. На рисунке 1 приведены результаты измерений при температурах подложки 70 и 337 мК и

сравнение с расчётом одноэлектронного тока I_{single} с точностью порядка 1 % при малых напряжениях на туннельном переходе [10]:

$$I_{\text{single}} = \frac{1}{eR_n} \sqrt{2\pi k T_e \Delta_c} \exp\left(\frac{-\Delta_c}{kT_e}\right) \sinh \frac{eV}{kT_e}, \quad (1)$$

где Δ_c — энергетическая щель в сверхпроводнике, а T_e — температура электронов в нормальном металле.

При $T = 70$ мК формула (1) хорошо описывает участок от 0 до $\sim 0,5$ мВ зависимости $I(V)$ с $T_e = 205$ мК. При больших напряжениях проявляется электронное охлаждение, приводящее к уменьшению тока. Более высокая температура электронов, чем подложки, вызвана их нагревом паразитным излучением, проникающим из комнаты. Такое различие наблюдалось на всех исследованных нами образцах приёмных систем и отсутствовало на тестовых структурах без антенн, размещённых на тех же чипах. При облучении изменение тока СИНИС резко отличается от его изменения при нагреве и зависимость $I(V)$ не описывается формулой (1), справедливой при равновесии электронной системы. Это прямое свидетельство нарушения теплового равновесия в системе электронов.

При $T = 337$ мК зависимость $I(V)$ описывается формулой (1). Таким образом, повышение температуры приводит к тому, что при облучении в электронной системе устанавливается равновесие. Это позволяет, зная T_e , вычислить мощность, поглощаемую электронами, используя известную формулу, описывающую электрон-фононное взаимодействие [11]

$$P_{e-ph} = \Sigma v (T_e^6 - T_{ph}^6), \quad (2)$$

где Σ — постоянная, равная 2,3 нВт мкм⁻³ К⁻⁶, v — объём нормального металла, для трёх СИНИС это $\sim 0,008$ мкм³. В результате при $T_e = 365$ мК получаем $P_{e-ph} \sim 0,015$ пВт, что составляет всего ~ 4 % от падающей на приёмную структуру мощности $\sim 0,4$ пВт.

Переход энергии фотонов в энергию электронов — сложный многоступенчатый процесс. При взаимодействии с фотонами с частотой 340 ГГц происходит кван-

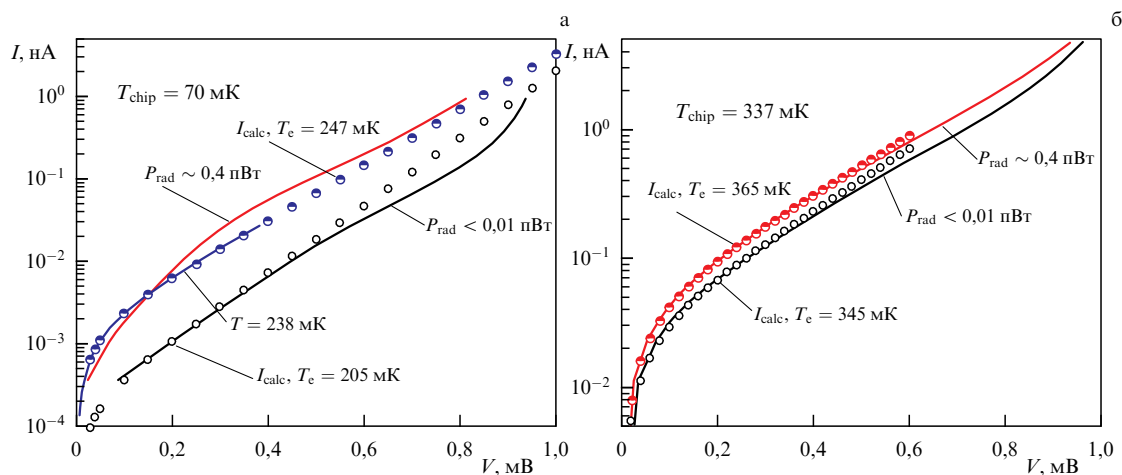


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) СИНИС без облучения и с облучением $P \sim 0,4$ пВт со средней частотой 340 ГГц при температуре (а) 70 мК, (б) 337 мК и их сравнение с расчётными ВАХ для равновесного состояния электронной системы и с ВАХ, измеренной при 0,238 К в отсутствие облучения.

товое поглощение фотонов электронами [12]. При этом в нормальном металле возбуждаются электроны с энергией в пределах 0–16 К выше уровня Ферми, соответственно, появляются свободные состояния ниже уровня Ферми с энергиями в том же диапазоне. Далее энергичные квазичастицы рожают энергичные фононы и образуются электроны и дырки с меньшей энергией. "Горячие" фононы в свою очередь передают энергию другим электронам. И так далее. Одновременно происходит обмен энергией за счёт электрон-электронного взаимодействия. Все описанные процессы характеризуются временами электрон-фононного τ_{e-ph} , фонон-электронного τ_{p-h} и электрон-электронного τ_{e-e} взаимодействий. При энергии Δ_c для тонких плёнок алюминия $\tau_{e-ph} = 25$ нс, $\tau_{p-h} = 37$ пс, $\tau_{e-e} = 540$ нс. Эти времена зависят от энергии E как E^{-4} , E^{-2} и $\sim E^{-2}$ соответственно. Их надо сравнить с временем туннелирования ~ 75 нс, за которое электроны с энергией больше щели покидают нормальный металл, и со временем пролёта фононов при размерах перехода порядка микрометра за ~ 25 пс, часть из которых не отражается от границы и выбывает из процесса установления равновесия. Возможно, что именно уход фононов ответственен за низкую эффективность преобразования падающей мощности в нагрев электронной системы. При вычислении приведённых величин использованы результаты работы [11].

Такие качественные соображения явно недостаточны. Например, уже при энергии электронов ~ 2 К время τ_{e-e} на порядок больше всех других времён. Тем не менее даже при $T_e \sim 0,3$ К электронная система достигает равновесия. Так что вопрос ждёт решения.

3. Измерение времени отклика СИНИС-приёмников

Согласно оценкам, время нарастания сигнала при облучении приёмников с СИНИС-детекторами при низких температурах составляет микросекунды. Чтобы экспериментально определить эту характеристику, нужен источник быстро нарастающего сигнала субтерагерцового излучения и система измерения импульсного сигнала микровольтового диапазона.

Первые измерения представлены в работе [13]. Схема измерений приведена на рис. 2. Излучатель — тонкая пластинка сапфира с напылённой плёнкой нихрома. При пропускании по ней короткого импульса тока с амплитудой в десятки вольт благодаря малой теплоёмкости при низкой температуре и высокой теплопроводности она нагревается за время порядка микросекунды и после окончания импульса тока медленно остывает. В результате формируется импульс теплового излучения в виде ступеньки с крутым фронтом. Через приёмную СИНИС-структуру подаётся заданный ток поочерёдно положительной и отрицательной полярности, переключаемой между импульсами нагрева. Напряжение, снимаемое с СИНИС, усиливается и подаётся на цифровой быстродействующий осциллограф, выходные сигналы которого суммируются компьютером отдельно для каждой полярности. Для снижения отношения шум/сигнал при каждом значении тока импульсы нагрева подаются много раз. Вычитанием этих накопленных напряжений удаётся подавить помеху от наводки на фронте и спаде электрического импульса, намного превышающие измеряемый сигнал. Измерения, проведённые с СИНИС,

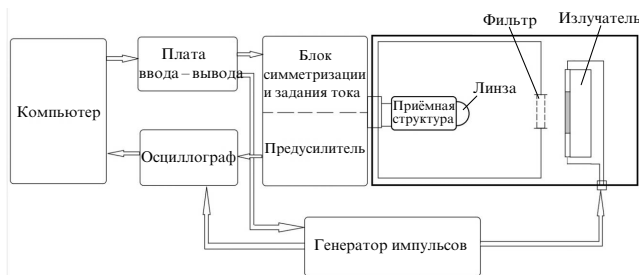


Рис. 2. Блок-схема измерения отклика на быстро изменяющееся излучение.

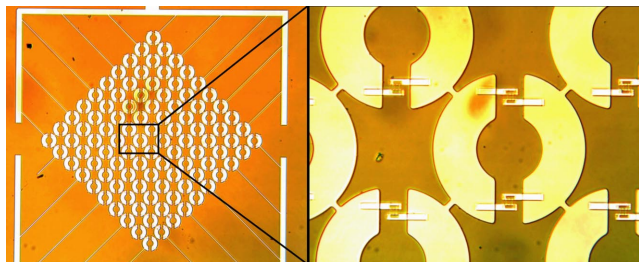


Рис. 3. Фотография параллельной метаструктуры из полуколец, соединённых парой СИНИС.

встроенным в логопериодическую антенну, показали, что время нарастания отклика для него при $T_e = 0,17$ К составляет $1,8 \pm 0,5$ мкс.

Однако описанная методика формирования импульса излучения имеет тот недостаток, что требует моделирования изменения температуры излучателя и не может быть непосредственно измерена из-за отсутствия при низких температурах более быстрых, чем СИНИС, приёмников излучения. И она не позволяет обеспечить импульсы с быстрым спадом. Поэтому следующим шагом стало использование генераторов излучения на лавинно-пролётных диодах (ЛПД), работающих при комнатной температуре. Их можно аттестовать с помощью фотодиодов, сигнал которых усиливается тем же усилителем, что используется для предварительного усиления сигналов СИНИС-детекторов. По измерениям, проведённым в [6], фронт импульса излучения ЛПД характеризуется постоянной времени нарастания и спада 0,1–0,12 мкс. Усилитель вносит ещё 0,3 мкс. Есть ещё одна составляющая времени задержки — RC , где R — сопротивление СИНИС, C — ёмкость линии передачи сигнала из криостата в комнату. Чтобы снизить данное время до уровня долей микросекунды, измерения приходится проводить при напряжениях V вблизи Δ_c/e , когда отклик по напряжению δV мал. Из-за этого приходится увеличивать мощность зондирующего сигнала.

Отклик по напряжению $\delta V(P)$ на излучение ЛПД исследован для метаматериала — многоэлементной структуры из полуколец, соединённых СИНИС (рис. 3). Все кольца соединены по постоянному току параллельно. Далее будем называть такую структуру МПМ (матрица параллельная метаматериала). Внешний диаметр колец 54 мкм много меньше длины волны. Квадратная матрица из 100 колец имеет размеры $0,62 \times 0,62$ мм². Параметры туннельных переходов сверхпроводник — изолятор — нормальный металл (СИН): площадь 0,4 мкм², площадь полосок нормального абсорбера между ними $0,1 \times 1,5$ мкм², толщина нормальных полосок (алюминий с

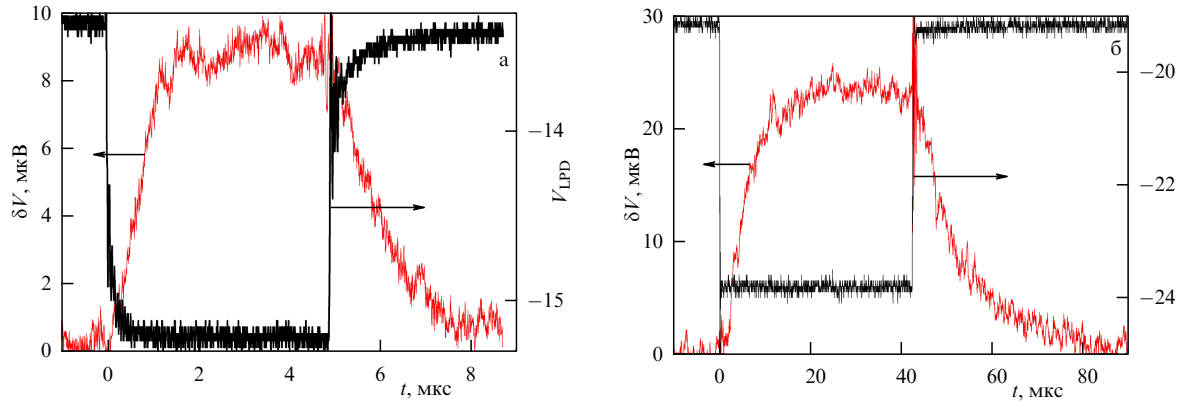


Рис. 4. Отклик параллельной метаструктуры на импульсное излучение ЛПД генератора на частоте 350 ГГц. (а) $T \approx T_c = 0,33$ К, (б) $T = 0,1$ К, $T_c = 0,2$ К.

подслоем железа) 20 нм. На рисунке 4 представлен отклик на излучение такого приёмника. При температуре 0,33 К постоянная времени нарастания 0,6–0,7 мкс, спада 1,3 мкс. При $T \sim 0,1$ К и $T_c \sim 0,2$ К собственное время срабатывания МПМ можно оценить по фронту в 4 ± 1 мкс, по спаду $7,5 \pm 1$ мкс. Отношение времён при двух температурах 0,33 и 0,2 К лежит в интервале 4–8.

При малом изменении T_c время отклика, определяемое отношением теплоёмкости нормального металла $C = \gamma T_c$ (здесь γ — зависящая от материала постоянная электронной теплоёмкости) к теплоотводу, обусловленному электрон-фононным взаимодействием (формула (2)), определяется формулой

$$\tau = \frac{\gamma}{6 \Sigma T_c^4} \quad (3)$$

и при приведённых температурах можно ожидать отношение времён ~ 7 , что не противоречит эксперименту. Однако, судя по амплитуде отклика, условие малого нагрева электронов не выполнено. Видимо, с этим связано и отличие времён роста и спада, и в несколько раз большее время при облучении МПМ, чем у СИНИС с логопериодической антенной.

Изготовление МПМ — один из этапов создания приёмников излучения с большим динамическим диапазоном. Он обеспечивается тем, что на каждый СИНИС поступает только 1 % мощности, падающей на приёмник.

Отклик δV на тепловое излучение со средней частотой 340 ГГц и мощностью 1 пВт, рассчитанной по температуре излучателя и геометрическим параметрам прибора, представлен на рис. 5. При V вблизи Δ_c/e , когда отклик по напряжению мал, для увеличения отношения сигнал/шум измерения проводились с использованием импульсной методики, описанной выше, при нескольких значениях туннельного тока. Импульсы нагрева имели небольшую амплитуду и длительность 0,1 с. При этом не возникало проблем по определению температуры излучателя и, соответственно, зависимости мощности излучения P от времени в течение импульса тока. Контроль — зависимости $P(t)$ и $\delta V(t)$, нормированные на их максимальные значения, совпадают между собой. Отклик по току δI вычислялся как $\delta V G$, где $G = dI/dV$ — дифференциальная проводимость СИНИС.

Оказалось, что большой объём нормального металла не привёл к уменьшению чувствительности. Хотя латеральные размеры каждого СИН-перехода лишь немного

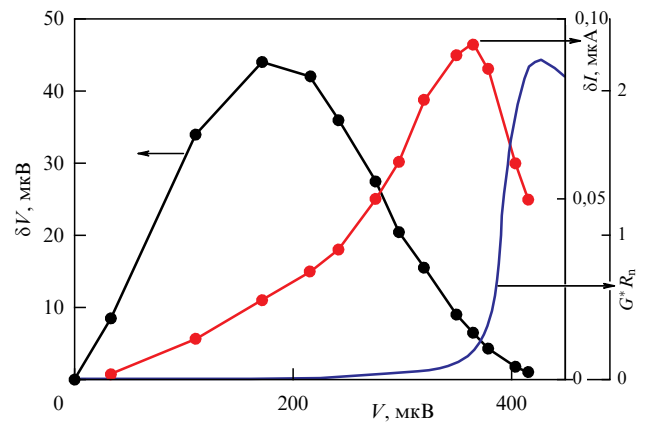


Рис. 5. Отклик параллельной метаструктуры на излучение мощностью ~ 1 пВт со средней частотой 340 ГГц.

превышают таковые для СИН, описанных в предыдущем разделе, и определяющие время туннелирования параметры $R_n S$ практически одинаковы, явных признаков нетеплового отклика для МПМ не было замечено. Возможно, различие в 2 раза толщины плёнок нормального металла приводит к изменению спектра фононов — колебания атомов решётки алюминия тем больше связаны с подложкой кремния, чем меньше слой металла.

Отклик по току оказался довольно значительным. При $P = 1$ пВт в максимуме $\delta I = 0,09$ мкА, это $\sim 10\%$ от полного тока. Оценка мощности, эквивалентной шуму, даёт $\sim 2 \times 10^{-17}$ Вт Гц $^{-1/2}$. Существующие электронные компоненты при измерении при комнатной температуре токов порядка микроампера вносят шум, на порядок меньший. Поэтому для радиоастрономии на Земле МПМ-приёмники вполне приемлемы и конкурентны. Так, в Восточно-азиатской обсерватории (Гавайи) с хорошим астроклиматом, в окне прозрачности атмосферы со средней частотой 350 ГГц, мощность шума атмосферы лежит в пределах $(5-10) \times 10^{-17}$ Вт Гц $^{-1/2}$. Применяемые в работающем там James Clerk Maxwell Telescope [14] низкотемпературные детекторы на краю сверхпроводящего перехода имеют МЭШ $\sim 10^{-16}$ Вт Гц $^{-1/2}$, большие размеры $\sim 1 \times 1$ мм 2 (что существенно при мультиплексировании для получения многоэлементного изображения) и быстродействие ~ 1 мс, на два порядка хуже, чем МПМ. Данное время ограничивает скорость сканирования неба.

В заключение этого раздела отметим, что структуры МПМ жизнестойки — они выдержали несколько термоциклирований от комнатной до гелиевой температуры и сохранились при нахождении в комнатных условиях начиная с 2018 г. вплоть до 2024 г. Малые размеры СИН переходов делают их устойчивыми и при интенсивном облучении тормозным и гамма-нейтронным излучением в Российском федеральном ядерном центре (г. Саров) [15].

4. Влияние магнитного поля на проводимость структур СИН

В первой работе, в которой исследовалось влияние магнитного поля на СИН структурах алюминий–окись алюминия–алюминий с подавленной сверхпроводимостью или медь, было обнаружено, что напылённые плёнки алюминия являются сверхпроводниками второго рода с верхним критическим полем B_{c2} , примерно в 3 раза большим, чем критическое поле B_c в чистом алюминии [16]. При этом в поле, нормальном к поверхности СИН с латеральными размерами больше ~ 1 мкм, при $B_{c1} < B_c$ проводимость скачком увеличивалась на 2–3 порядка при поле $B_{c2} \approx B_c/2$. Как известно, при $B > B_{c2}$ в сверхпроводниках второго рода формируется вихревая структура Абрикосова. Появление нормальных сердцевин вихрей приводит к резкому увеличению туннельного тока. Исходя из значений критических полей B_{c1} и B_{c2} можно оценить длину корреляции $\xi \approx 115–150$ нм и глубину проникновения магнитного поля $\lambda \approx 200–250$ нм для плёнок алюминия исследуемых СИН.

Исследования в данном направлении были продолжены в [7, 17]. В этих работах изучалась тестовая СИН-структура алюминий–окись алюминия–медь (рис. 6). Она содержит 4 туннельных перехода (1–4) медь–алюминий, соединённых общей медной полоской, напылённой на окисленную поверхность алюминия, который напылён непосредственно на кремниевую подложку. На участках 5–7 алюминий, находящийся под медью, вытравлен. Толщины плёнок 20 нм (медь) и 80 нм (алюминий), площади СИН1 и СИН2 8 и 10 мкм² соответственно. Структура интересна тем, что для неё при температуре порядка 0,1 К при малых напряжениях, когда одноэлектронный ток экспоненциально уменьшается, проявляется

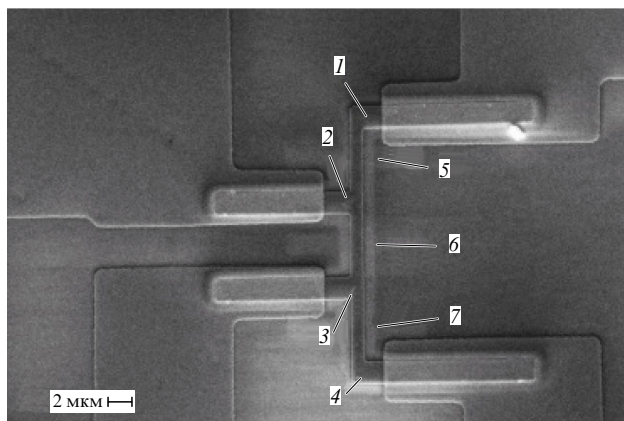


Рис. 6. СЭМ-изображение СИНИС-структур, на которых проводились измерения. Цифрами обозначены: туннельные переходы 1–4, подвешенные мостики из нормального металла 5–7.

андреевский ток, ответственный за аномальный максимум проводимости при нуле напряжения. И внимание в [7], а также в работе [18] было сосредоточено на исследовании данного явления. В дальнейшем в [8] проведён более подробный анализ результатов, включая влияние эффекта распаривания в магнитном поле на одноэлектронный ток (1) и изменение в магнитном поле двух компонент андреевского тока. Это позволило однозначно установить, какие параметры и как изменяются под воздействием магнитного поля.

Согласно теории [19], андреевский ток содержит две компоненты: ток I_n , обязанный дрейфу коррелированной пары в объёме нормального металла, и I_s — в сверхпроводнике. Полученное выражение для андреевского тока I_{Andreev} имеет вид

$$I_{\text{Andreev}} = I_n + I_s = \frac{\hbar}{e^2 R_n^2 S v_n d_n} \tanh \frac{eV}{2kT_c} + \frac{\hbar}{e^2 R_n^2 S v_s d_s} \frac{eV/\sqrt{1-eV/\Delta_c}}{2\pi\Delta_c}, \quad (4)$$

где v_n , v_s — плотности состояний электронов в нормальном металле и сверхпроводнике, а d_n , d_s — толщины слоёв. Измеренные значения андреевского тока оказываются значительно меньшими. Дело в том, что туннельный барьер в теории предполагается однородным, но реально таковым не является. Поэтому для двухчастичного тока преимущественный вклад дают те участки запорного слоя, где вероятность туннелирования выше. Исходя из этого для анализа экспериментальных результатов использовалась запись

$$I_{\text{Andreev}} = I_n + I_s = k_n \tanh \frac{eV}{2kT_{\text{eff}}} + k_s \frac{eV/\sqrt{1-eV/\Delta_c}}{\Delta_c}, \quad (5)$$

где k_n , k_s , T_{eff} — параметры, определяемые при фитировании экспериментальных результатов. Рисунок 7 демонстрирует, что при температуре $T \ll T_c$ и напряжении на структуре, при котором туннельный ток $I \ll V/R_n$ (реально данное условие выполняется при $V < \Delta_c/2e$) удаётся достичь хорошего согласия с экспериментом.

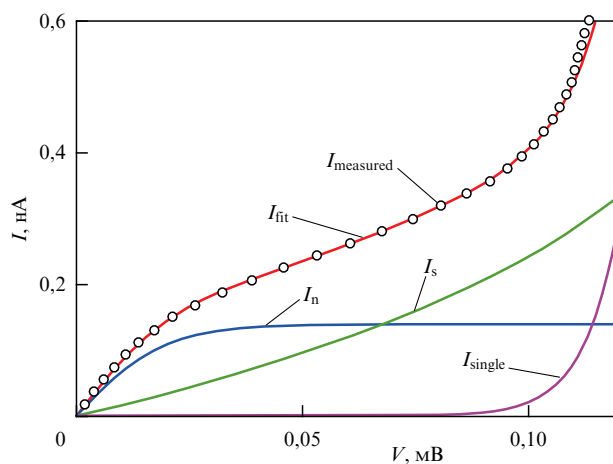


Рис. 7. Измеренная вольт-амперная характеристика СИН и её фитирование теоретическими моделями. При подгонке используются значения $\Delta_c/k = 2,18$ К и $R_n = 29$ Ом, определяемые из зависимости туннельного тока от температуры, и величины $k_n = 0,135$ нА, $k_s = 0,32$ нА, $T_{\text{eff}} = 0,11$ К, $T_c = 0,094$ К, температура чипа $T = 0,09$ К.

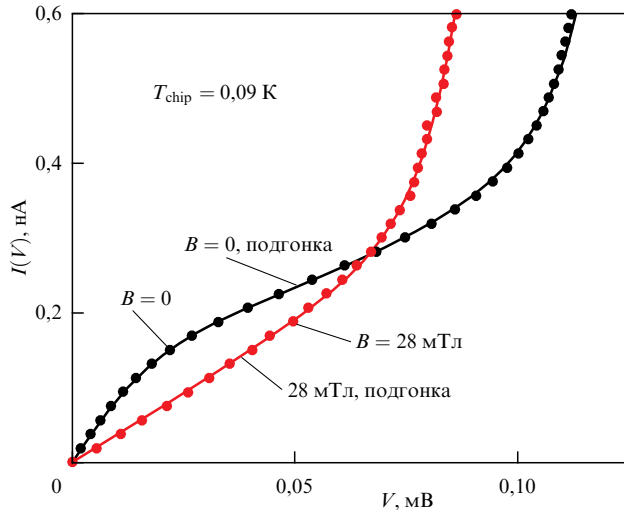


Рис. 8. Вольт-амперные характеристики при воздействии магнитного поля, приложенного в плоскости СИН.

В магнитном поле проводимость СИНИС изменяется аналогично её изменению при росте температуры. В поле, направленном по нормали к поверхности СИНИС, изменения выражены сильнее, чем в поле, приложенном в плоскости СИН. Это связано с тем, что при латеральных размерах сверхпроводящих областей, больших глубины проникновения, его распределение не однородно. Поэтому для анализа использовались результаты, полученные при поле в плоскости, когда при $d_s < \lambda$ оно однородно в объёме сверхпроводника. Вольт-амперные характеристики, измеренные в присутствии поля, соответствуют формуле (5) (рис. 8). Их изменение аналогично изменению при повышении температуры, что позволяет анализировать влияние поля на параметры СИН. Постоянное магнитное поле не может изменить температуру. Оно из-за эффекта распаривания приводит к изменению Δ_c (см., например, [20]). Последнее сказывается как на токе I_{single} , так и на I_s (рис. 9а). Для тока I_n поле приводит к росту эффективной температуры T_{eff} (рис. 9б). Согласно анализу, проведённому в [8], коэффициенты k_s , k_n не меняются, что естественно, поскольку соответствующие выражения в (4) не содержат величин, зависящих от магнитного поля.

Зависимость параметра щели от поля имеет вид

$$\frac{\Delta_c(B)}{\Delta_c(0)} = 1 - \frac{B^2}{B_0^2}. \quad (6)$$

Для I_{single} характерное поле $B_0 = 75 \pm 5$ мТл, для I_s — 90 ± 8 мТл. Как показано в работе [20], в которой изучалось влияние поля на проводимость СИН из таких же материалов с близкими размерами, энергия распаривания имеет значение $\approx \Phi_0/\xi d$, где Φ_0 — квант магнитного потока. В нашем случае характерные значения B_0 близки к $\Phi_0/2\xi d_s$.

T_{eff} возрастает квадратично по полю с $B_0 \approx 13$ мТл. Если предположить, что по аналогии с влиянием поля на сопротивление нормального металла, контактирующего со сверхпроводником [21], поле $B_0 = \Phi_0/d_n l_\phi$, где l_ϕ — длина траектории дрейфа с потерей фазы, то получим для этого параметра в плёнке меди разумное значение 8 мкм. Линейный размер нормальной плёнки СИНИС структуры составляет 12–14 мкм.

5. Заключение

Проведённые в ИФП РАН совместно с ИРЭ РАН эксперименты показали перспективность планарных СИНИС-детекторов для использования в наземной радиоастрономии. Были выполнены и исследования фундаментальных физических свойств СИНИС-структур при низких температурах. В представленный доклад вошла лишь малая часть проделанной работы. К сожалению, потеря тесной связи с теоретиками, покинувшими Россию, привела к тому, что при обсуждении результатов мы вынуждены ограничиваться соображениями на качественном уровне. Надеемся, что эта публикация поможет улучшить ситуацию.

Благодарности. Авторы благодарны Александру Федоровичу Андрееву за интерес к работе и полезные обсуждения. Мы признательны руководству ОФН РАН в лице академика-секретаря В.В. Кведера за приглашение выступить с докладом на научной сессии в честь 90-летнего юбилея ИФП РАН. Работа финансировалась в рамках государственного задания ИФП РАН и частично грантом Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2024-482.

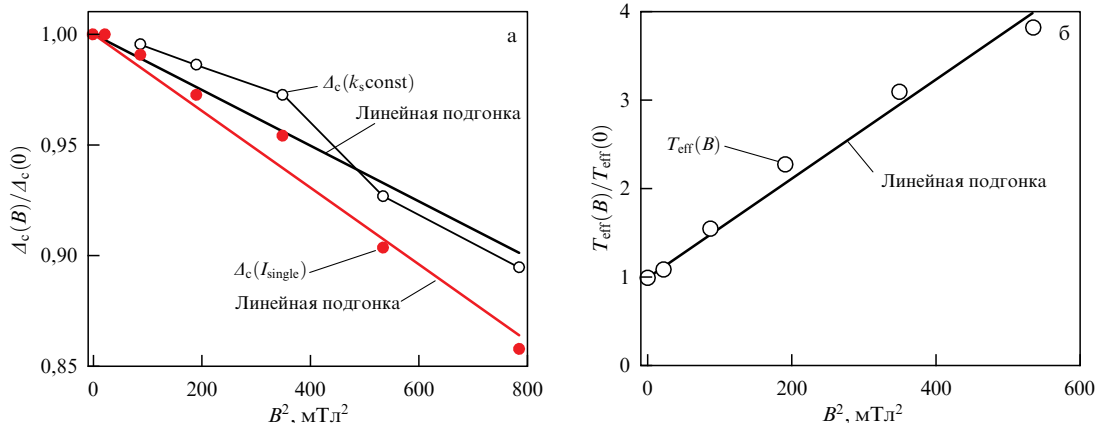


Рис. 9. Зависимости от магнитного поля, приложенного в плоскости СИН, (а) значения Δ_c , определённого по изменению I_{single} и, соответственно, I_s , (б) изменения T_{eff} для I_n .

Список литературы

1. Kuzmin L S *Physica B* **284–288** 2129 (2000)
2. Kuzmin L J. *Phys. Conf. Ser.* **97** 012310 (2008)
3. Тарасов М А и др. *ЖЭТФ* **146** 123 (2014); Tarasov M A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **119** 107 (2014)
4. Tarasov M A et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5** 44 (2015) <https://doi.org/10.1109/TTTHZ.2014.2379331>
5. Tarasov M et al. *J. Appl. Phys.* **125** 174501 (2019)
6. Лемзяков С А "Взаимодействие СИНИС-структур с субмиллиметровым излучением", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИФП РАН, 2020)
7. Селиверстов А В, Тарасов М А, Эдельман В С *ЖЭТФ* **151** 752 (2017); Seliverstov A V, Tarasov M A, Edel'man V S J. *Exp. Theor. Phys.* **124** 643 (2017)
8. Ермаков А Б, Тарасов М А, Эдельман В С *ЖЭТФ* **166** 391 (2024)
9. Эдельман В С, Якопов Г В *Приборы и техника эксперимента* (5) 129 (2013); Edelman V S, Yakorov G V *Instrum. Exp. Tech.* **56** 613 (2013)
10. Giaever I, Megerle K *Phys. Rev.* **122** 1101 (1961)
11. O'Neil G C et al. *Phys. Rev. B* **85** 134504 (2012)
12. Девятков И А, Крутицкий П А, Куприянов М Ю *Письма в ЖЭТФ* **84** 61 (2006); Devyatov I A, Krutitskii P A, Kupriyanov M Yu *JETP Lett.* **84** 57 (2006)
13. Лемзяков С А, Тарасов М А, Эдельман В С *ЖЭТФ* **153** 992 (2018); Lemzyakov S A, Tarasov M A, Edelman V S J. *Exp. Theor. Phys.* **126** 825 (2018)
14. Holland W S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **430** 2513 (2013)
15. Atepalikhin A et al., in *IEEE 8th All-Russian Microwave Conf., RMC, Moscow, Russian Federation, 23–25 November 2022* (Piscataway, NJ: IEEE, 2022) p. 23, <https://doi.org/10.1109/RMC55984.2022.10079335>
16. Тарасов М А, Эдельман В С *Письма в ЖЭТФ* **101** 836 (2015); Tarasov M A, Edel'man V S *JETP Lett.* **101** 740 (2015)
17. Селиверстов А В, Тарасов М А, Эдельман В С *Письма в ЖЭТФ* **103** 547 (2016); Seliverstov A V, Tarasov M A, Edel'man V S *JETP Lett.* **103** 484 (2016)
18. Greibe T et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 097001 (2011)
19. Hekking F W J, Nazarov Yu V *Phys. Rev. B* **49** 6847 (1994)
20. Anthore A, Pothier H, Esteve D *Phys. Rev. Lett.* **90** 127001 (2003)
21. Dikin D A, Black M J, Chandrasekhar V *Phys. Rev. Lett.* **87** 187003 (2001)

External factors acting on low-temperature conductivity of superconductor–insulator–normal metal–insulator–superconductor tunnel structures

S.A. Lemzyakov^(1,a), M.A. Tarasov^(2,b), V.S. Edelman^(1,c)⁽¹⁾ P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences, ul. Kosygina 2, 119334 Moscow, Russian Federation⁽²⁾ Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, ul. Mokhovaya 11, korp. 7, 125009 Moscow, Russian FederationE-mail: ^(a) lemserj@gmail.com, ^(b) tarasov@hitech.cplire.ru, ^(c) vsedelman@yandex.ru

We review the most notable experiments conducted at the Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences, in cooperation with the Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, on the effect that millimeter-wave irradiation, temperature T , and magnetic field B have on the conductivity of superconductor–insulator–normal metal–insulator–superconductor (SINIS) tunnel structures at temperatures $T \ll T_c$ and at low voltages, such that the single-electron current is comparable to or smaller than the subgap two-electron Andreev current. We find that, under irradiation with energy of quanta $\hbar\omega \gg kT$, the normal-metal electron subsystem does not reach equilibrium. Under pulsed irradiation, the time constant of SINIS structures regarded as radiation detectors is estimated at the level of a few microseconds. The effect of a magnetic field on the single-electron and Andreev conductivity of SINIS structures is studied.

Keywords: tunnel junctions, superconductor–insulator–normal metal–insulator–superconductor structures, Andreev current, millimeter-wave radiation detectors, electron temperature, electron–phonon interaction, Abrikosov vortex structures

PACS numbers: **07.57. –c, 74.45. +c, 85.25.Pb**

Bibliography — 21 references

Received 18 December 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (7) 759–765 (2025)*Physics – Uspekhi* **68** (7) (2025)DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039844>DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.12.039844>