

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНОК НА ОСНОВЕ НИОБИЯ В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

А. А. Гунбина<sup>1\*</sup>, Е. А. Серов<sup>1</sup>, К. В. Минеев<sup>1</sup>, В. В. Паршин<sup>1</sup>, В. Ф. Вдовин<sup>1</sup>,  
А. М. Чежушкин<sup>2</sup>, Ф. В. Хан<sup>2,3</sup>, В. П. Кошелец<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва;

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт, г. Москва, Россия

Представлены результаты исследования отражательной способности тонких плёнок Nb и NbTiN, нанесённых на кремниевую подложку, в диапазоне частот 205–255 ГГц при температурах от 5 К до комнатной. Эксперимент выполнен с помощью резонаторного спектрометра, в котором исследуемый образец является одним из зеркал высокооборотного резонатора Фабри–Перо. Сравнение полученных результатов с предыдущими работами показывает, что потери на отражение для ниобия в сверхпроводящем состоянии в несколько раз ниже, чем для высокотемпературного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и ниже, чем для образцов охлаждённой до криогенных температур высокочистой меди — лучшего из классических проводников с точки зрения поверхностного сопротивления. Это позволяет утверждать, что ниобий и его нитриды, охлаждаемые до температуры ниже 9 К, могут быть эффективно использованы в качестве материалов антенн (как для покрытий зеркальных антенн, так и для изготовления планарных наноантенн детектирующего модуля) для обеспечения минимального уровня тепловых шумов в радиотелескопах субтерагерцового диапазона с охлаждаемыми и сверхпроводниковыми приёмниками.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследования и разработки в области терагерцового и субтерагерцового диапазонов частот являются одним из наиболее активно развивающихся направлений электроники, фотоники и широкого круга приложений [1]. Устройства генерации и приёма сигналов данного диапазона находят широкое применение в различных областях: от фундаментальных исследований в астрономии [2] до различных военных [3, 4], охранных [5–8], медицинских приложений [9–12] и даже области искусства [13–16]. Рыночные перспективы развития терагерцовых технологий оцениваются аналитиками чрезвычайно высоко [17].

Для создания элементной базы и комплексных крупномасштабных устройств и систем необходимо проводить исследования характеристик материалов в указанном диапазоне длин волн. Определение потерь на отражение перспективных материалов антенной техники субтерагерцового диапазона необходимо для астрономии, телекоммуникаций и радарных антенных систем, создания рефлекторов с минимальными потерями на отражение для антенной и резонаторной техники, конструирования зеркал для мощных линий передачи энергии и т. п. Другая перспективная задача — разработка и исследование высокочувствительных приёмных систем субтерагерцового диапазона. Наиболее высокие требования предъявляются к детекторам для астрономических приложений (например, для космических миссий требуется эквивалентная мощность шума, не превышающая  $10^{-19}$  Вт/Гц<sup>0,5</sup>, [18, 19]). Лидирующими здесь являются концепции приёмных систем на основе сверхпроводящих материалов, которые применяются для астрономических и спектроскопических приложений [20–22]. Эффективность таких инструментов определяется

\* aleksandragunbina@mail.ru

не только чувствительностью детектирующей ячейки, но и собственными шумами всей системы. В собственные шумы входят шумы считывающей электроники, системы криостатирования и шумовая температура антенны, включая шумы атмосферы. Поэтому остро стоит вопрос максимального снижения шумов каждого узла системы и минимизации потерь в них. Металлическая (а в идеальном случае сверхпроводящая) поверхность при глубоком криогенном охлаждении — лучший способ минимизировать тепловой шум, вносимый антенной.

Ниобий и его соединения, например NbN и NbTiN, являются одними из наиболее часто используемых материалов для современной сверхпроводниковой электроники. На их основе изготавливают как элементы сверхпроводниковых схем, включая элементы антенн и решёток, так и сами детектирующие устройства. Особенно активно используются такие материалы для создания смесителей на основе болометров на горячих электронах (БГЭ) [23–25], туннельных переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС) [26, 27], однофотонных детекторов [28–31] и др. Другой мотив для экспериментального исследования сверхпроводников как эффективных отражателей — это интерес к созданию идеального зеркала субтерагерцовой антенны, работающей в космосе. В частности, авторы данной статьи совместно с разработчиками космического проекта «Миллиметр» [32] в публикации [33] представили результаты исследования высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) для этой цели. В данном случае интерес именно к высокотемпературным сверхпроводникам обусловлен тем, что благодаря их высокой критической температуре не требуется активного охлаждения зеркала, что является очень сложным и дорогостоящим процессом. Результаты эксперимента, как и ожидалось в теории, отрицательные: потери на отражение исследуемого ВТСП-образца превышали потери на отражение в чистой меди на частотах более 70 ГГц. Поэтому исследования были продолжены для классических сверхпроводников, которые представлены в данной работе. Важно отметить, что потери на отражение классических сверхпроводников (поверхностное сопротивление) в субтерагерцовом диапазоне частот, особенно при частотах, близких к целевым, недостаточно хорошо исследованы на сегодняшний день. В нашей работе представлены результаты экспериментального изучения потерь на отражение субтерагерцовых волн от плёнок классических сверхпроводников Nb и NbTiN. Исследования выполнены на резонаторном спектрометре [34] в диапазоне температур от 5 до 300 К. Полученные результаты сопоставляются с немногочисленными найденными в публикациях экспериментальными данными и с теоретическими оценками.

Сравнение полученных результатов с предыдущими нашими работами показывает, что потери на отражение для ниобия в сверхпроводящем состоянии в исследуемом диапазоне частот (205–255 ГГц) в несколько раз ниже, чем для высокотемпературного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [33] и ниже, чем для высокочистой меди [35] — лучшего из классических проводников с точки зрения потерь на отражение.

## 1. ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследуемые образцы были изготовлены в ИРЭ РАН при использовании уникальной научной установки № 352529 «Криоинтеграл» и представляют собой тонкие (сотни нанометров) плёнки Nb и NbTiN, нанесённые на кремниевую подложку методом магнетронного напыления (фотографии образцов приведены на рис. 1, характеристики — в табл. 1). Глубина скин-слоя нормального металла определяется формулой

$$\delta_M(f) = \frac{c}{2\pi \sqrt{\sigma f}}, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света,  $f$  — частота,  $\sigma$  — удельная электропроводность.

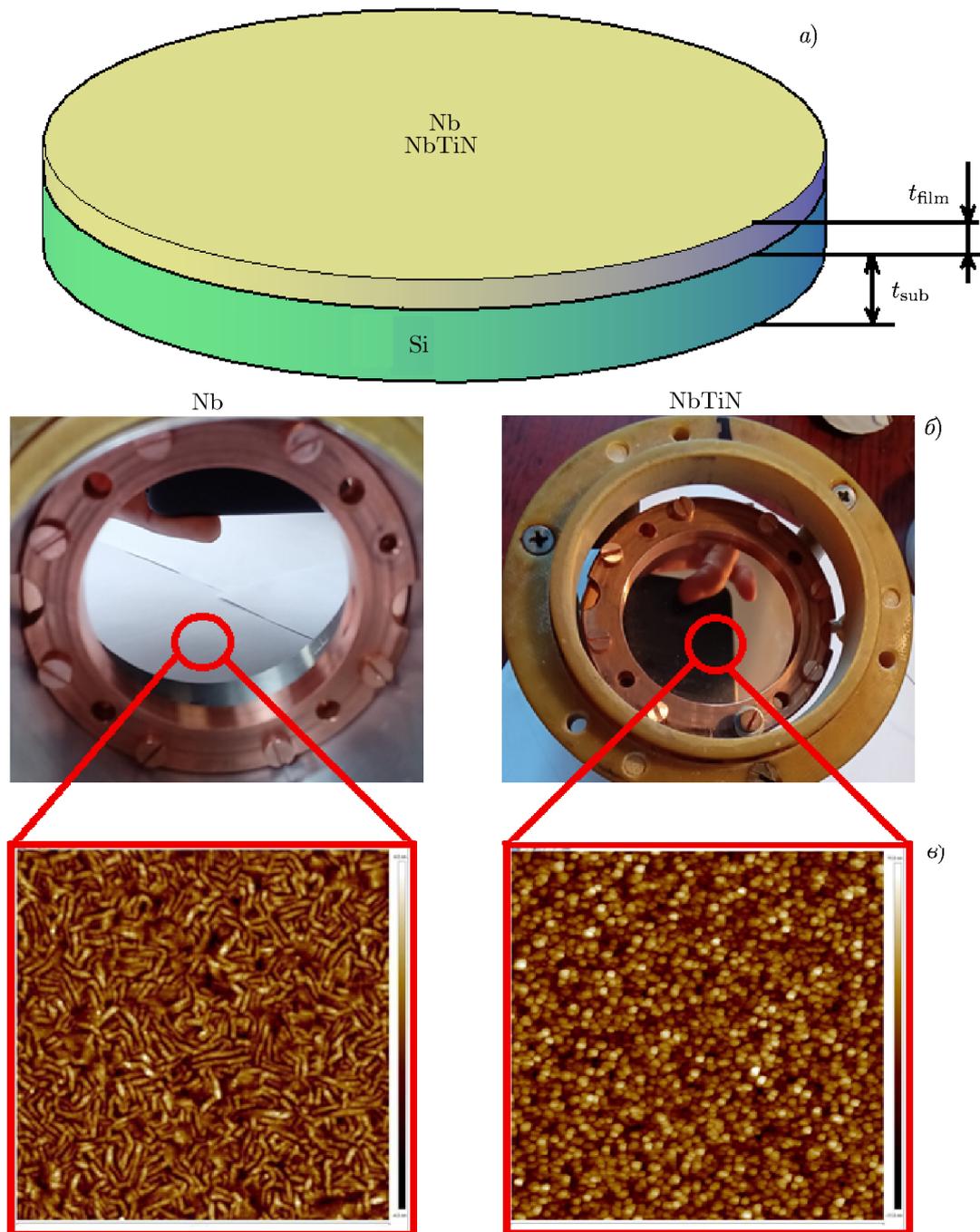


Рис. 1. Исследуемые образцы. Панель *a*: схематичное изображение исследуемых образцов (здесь  $t_{\text{sub}}$  — толщина подложки,  $t_{\text{film}}$  — толщина плёнки); панель *б*: фотографии исследуемых образцов, установленных в держатель; панель *в*: фотографии исследуемых образцов, сделанные атомно-силовым микроскопом

Для ниобия при  $T = 0^\circ\text{C}$  величина  $\sigma = 5,59 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$ ; глубина скин-слоя на частотах  $205 \div 255 \text{ ГГц}$  составляет  $\delta_{\text{Nb}} = 445 \div 400 \text{ нм}$ . Таким образом, потери вблизи комнатной температуры будут выше, чем для «толстого» металла, поскольку толщина плёнки ниобия меньше глубины скин-слоя (см., например, [36]). Проводимость NbTiN при комнатной температуре в несколько

Табл. 1. Характеристики исследуемых образцов. Здесь  $T_c$  — критическая температура плёнки,  $RL_0$  — потери на отражение при комнатной температуре,  $\delta R$  — отношение сопротивлений при  $T = 300$  К и 20 К

плёнка	$t_{\text{film}}$ , нм	$t_{\text{sub}}$ , нм	$T_c$ , К	$\delta_M(f)$ , нм	$\lambda_L$ , нм	$RL_0$	$\delta R$
Nb	200	300	9,5	400 ÷ 445	90	$9,1 \cdot 10^{-3}$	4 ÷ 5
NbTiN	325	300	15,1	1 000 ÷ 1 100	220	$3,2 \cdot 10^{-3}$	0,8 ÷ 0,9

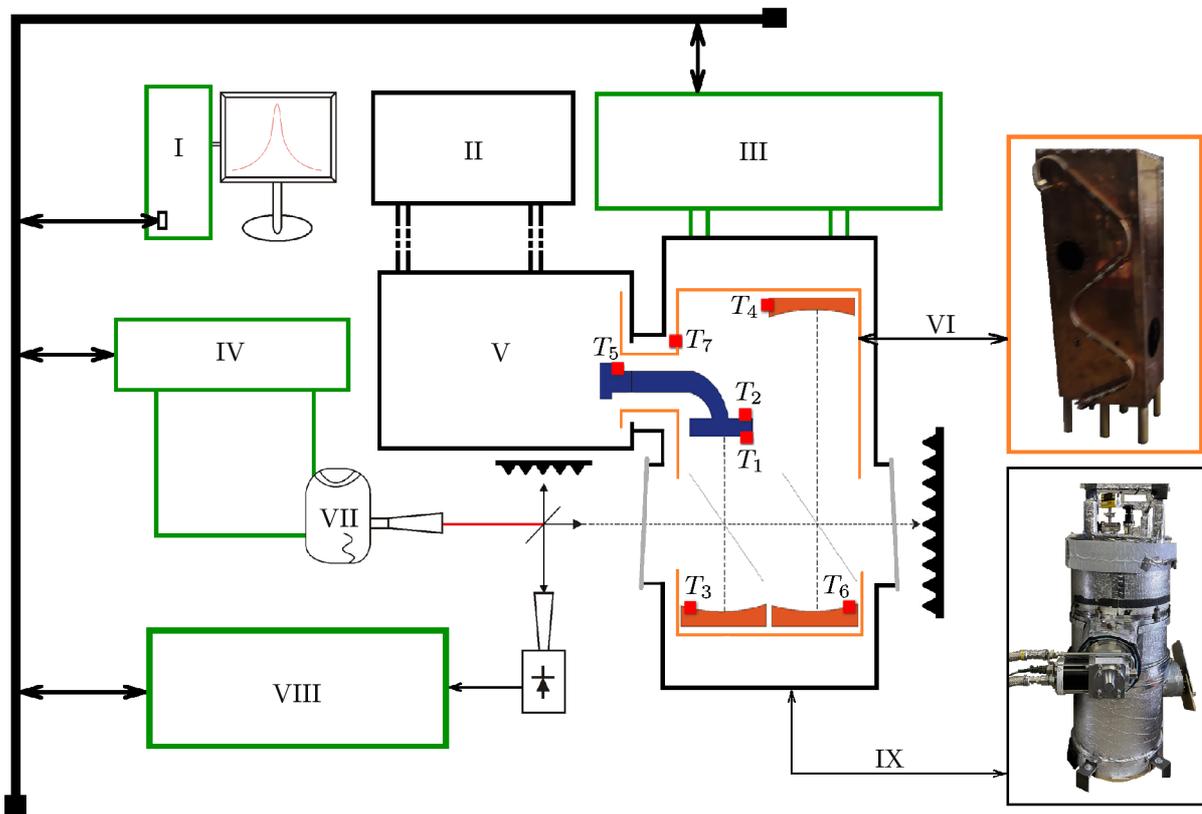


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки: I — персональный компьютер, II — компрессор, III — система откачки и подачи газов и система контроля давления и температуры, IV — система контроля и стабилизации лампы обратной волны (ЛОВ), V — внешний блок криоохладителя, VI — медных кожух, VII — ЛОВ, VIII — система записи и обработки отклика резонатора, IX — вакуумная камера

раз ниже, чем у Nb, поэтому для него справедлив такой же вывод. Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводящий ниобий  $\lambda_L \sim 90$  нм, что в несколько раз меньше толщины плёнки. Для плёнки NbTiN соответствующая величина  $\lambda_L \approx 200$  нм. Толщины плёнок (200 нм для ниобия и 320 нм для NbTiN) при их изготовлении были выбраны таким образом, чтобы они были заведомо больше лондоновской глубины проникновения в каждом случае.

Для исследования потерь на отражение образцов был использован высокочастотный резонаторный комплекс [34], блок-схема которого представлена на рис. 2. Основные узлы комплекса:

- 1) криовакуумная камера с криорефрижератором замкнутого цикла «RDK-415D» с термодинамическим циклом Джиффорда—МакМагона гелиевого уровня температуры;
- 2) автоматизированная система «LakeShore Temperature Monitor», контролирующая температуру зеркал, кожуха и образца (датчики системы на рис. 2 обозначены T1-T7);

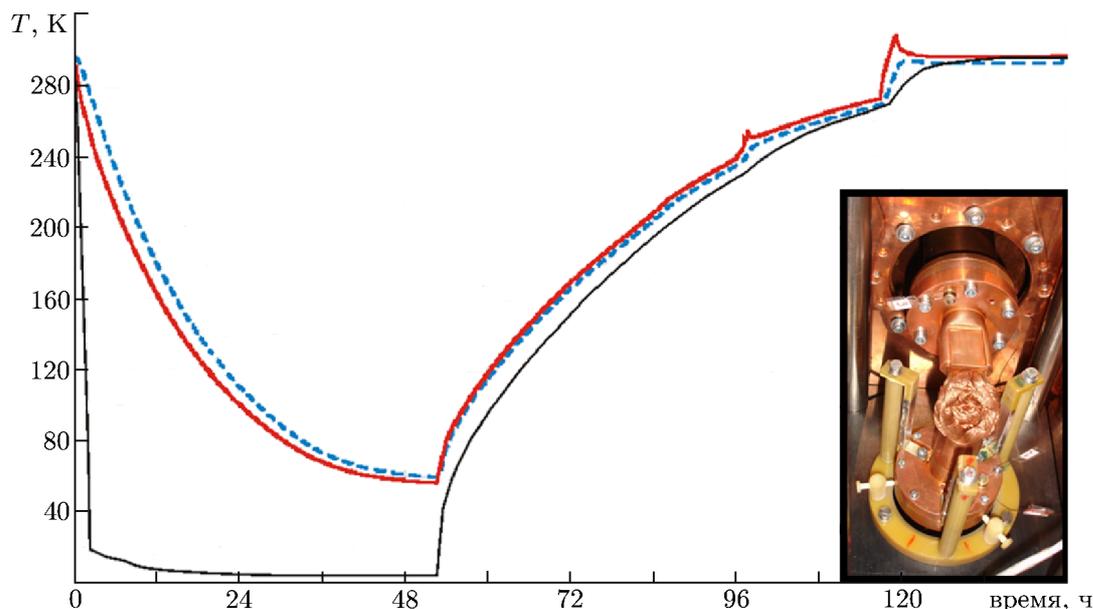


Рис. 3. Процесс охлаждения/нагрева экспериментальной установки: температуре на образце соответствует чёрная кривая, температуре на медном кожухе — красная кривая, температуре на сферическом зеркале — синяя кривая. На вставке — фотография установленного в резонатор образца сверхпроводящего отражателя, присоединённого при помощи хладопровода к холодной (4 К) ступени гелиевого рефрижератора замкнутого цикла

3) установленные внутри медного кожуха два квазиоптических резонатора Фабри—Перо: «короткий» — сферическое зеркало (внизу) и исследуемый образец в качестве плоского зеркала (наверху) — и «длинный» (в два раза длиннее «короткого») — два сферических зеркала;

4) источник субтерагерцового излучения — лампа обратной волны с системой стабилизации и управления.

Также на рисунке схематично указаны системы контроля давления, температуры и записи информации.

Все сферические зеркала одинаковы. Такая геометрия обеспечивает идентичную структуру поля в резонаторах. Связь осуществляется с помощью тонких тефлоновых плёнок. Резонаторы расположены внутри медного кожуха, охлаждаемого до  $T \approx 70$  К. Примерно такая же температура достигается для трёх сферических зеркал. Семь термодатчиков обеспечивают контроль температуры кожуха и зеркал. Образец может охлаждаться вплоть до примерно 4 К (для образцов с низкой теплопроводностью минимальная температура будет выше). Исследуемый образец (кремниевая подложка с нанесённой плёнкой) прижимался к медному зеркалу снизу с помощью медного кольца и медных болтов (рис. 3, вставка). Разница показаний между термодатчиками, закреплёнными на кольце и на медном зеркале, при охлаждении до минимальных температур составляла  $1 \div 2$  К. Временные зависимости процесса охлаждения/нагрева образца, сферического зеркала и кожуха приведены на рис. 3.

## 2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕРЬ НА ОТРАЖЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Принцип измерения потерь на отражение металлического образца основан на измерении добротности ( $Q$ -фактор) резонатора Фабри—Перо, которая определяется потерями энергии квазиоп-

тического пучка в резонаторе, возникающими за счёт омических потерь в зеркалах, отражения от элементов связи и дифракции при однократном прохождении резонатора. Суммарные потери энергии в каждом из двух резонаторов определяют ширину резонансных откликов. В случае, когда резонатор помещён в вакуум (или непоглощающий газ), применима следующая формула:

$$\Sigma P = P_{\text{refl}} + P_{\text{couple}} + P_{\text{diffr}} = (4\pi L \Delta f)/c. \quad (2)$$

Здесь  $\Sigma P$  — суммарные относительные потери энергии за один проход,  $P_{\text{refl}}$  — потери на отражение в зеркалах,  $P_{\text{couple}}$  — потери на связь,  $P_{\text{diffr}}$  — дифракционные потери,  $L$  — длина резонатора,  $c$  — скорость света в среде, заполняющей резонатор,  $\Delta f$  — половина ширины резонансной кривой по уровню  $1/2$ . Выражения для добротности длинного  $Q_1$  и короткого  $Q_2$  резонаторов (длины резонаторов отличаются в 2 раза) записываются следующим образом:

$$Q_1 = f/\Delta f_1 = \pi q/\Sigma P_1, \quad \Sigma P_1 = P_{\text{mirr}} + P_{\text{couple}} + P_{\text{diffr}}; \quad (3)$$

$$Q_2 = f/\Delta f_2 = \pi q/(2\Sigma P_2), \quad \Sigma P_2 = \frac{1}{2}(P_{\text{mirr}} + P_{\text{sample}}) + P_{\text{couple}} + P_{\text{diffr}}. \quad (4)$$

где  $f$  — резонансная частота,  $\Delta f_1$  и  $\Delta f_2$  — ширины резонансов,  $\Sigma P_1$  и  $\Sigma P_2$  — суммарные потери энергии за один проход в длинном и коротком резонаторах соответственно,  $q$  — количество полуwave в длинном резонаторе,  $P_{\text{mirror}}$  — потери в сферическом зеркале,  $P_{\text{sample}}$  — потери в плоском зеркале (образце). Дифракционные потери зависят от диаметра зеркал, их радиуса кривизны, длины резонатора и частоты. В нашей конфигурации геометрия резонаторов выбрана таким образом, чтобы эти потери были много меньше всех остальных ( $P_{\text{diffr}} < 10^{-5} \ll P_{\text{mirror}}, P_{\text{sample}}$ ), поэтому дифракционными потерями можно пренебречь. Потери на отражение задаются формулой

$$P_{\text{sample}} = 2\Sigma P_2 - \Sigma P_1 - P_{\text{couple}} = \pi q(\Delta f_2 - \Delta f_1)/f - P_{\text{couple}}. \quad (5)$$

Потери на связь, вносимые плёнками связи, определяются коэффициентом отражения диэлектрической плёнки, который зависит от её толщины и диэлектрической проницаемости. Эти потери можно независимо измерить при комнатной температуре (через разность ширин резонатора с дополнительной плёнкой внутри или без неё) или рассчитать через известные параметры плёнки связи (толщина, диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  и  $\text{tg}\delta$ ). Если внести в резонатор дополнительную плёнку под углом  $45^\circ$ , то полуширина резонансной кривой увеличится на величину  $\Delta f = (c/4\pi L)\Delta P$ , где  $\Delta P$  — увеличение потерь за счёт отражения от плёнки. Мы определяем изменение ширины резонанса при внесении в него той плёнки, которая использовалась как плёнка связи в измерениях потерь в сверхпроводящих образцах. Таким образом и определяются потери на связь.

Предварительно было проведено исследование потерь на отражение плёнок Nb и NbTiN при комнатной температуре (рис. 4). Выраженная частотная зависимость отсутствует, что обусловлено малой толщиной плёнки. Методика исследования температурной зависимости потерь подробно

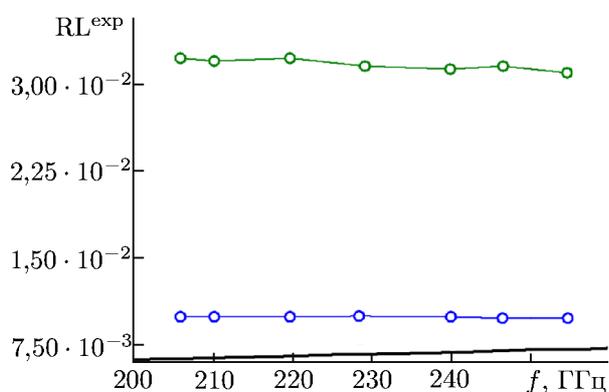


Рис. 4. Измерения потерь на отражение  $RL$  при комнатной температуре для плёнок Nb (синяя кривая) и NbTiN (зелёная кривая), исследуемых в данной работе. Чёрной линией представлены потери, рассчитанные по формуле Хагена—Рубенса для материала, толщина которого значительно больше глубины скин-слоя

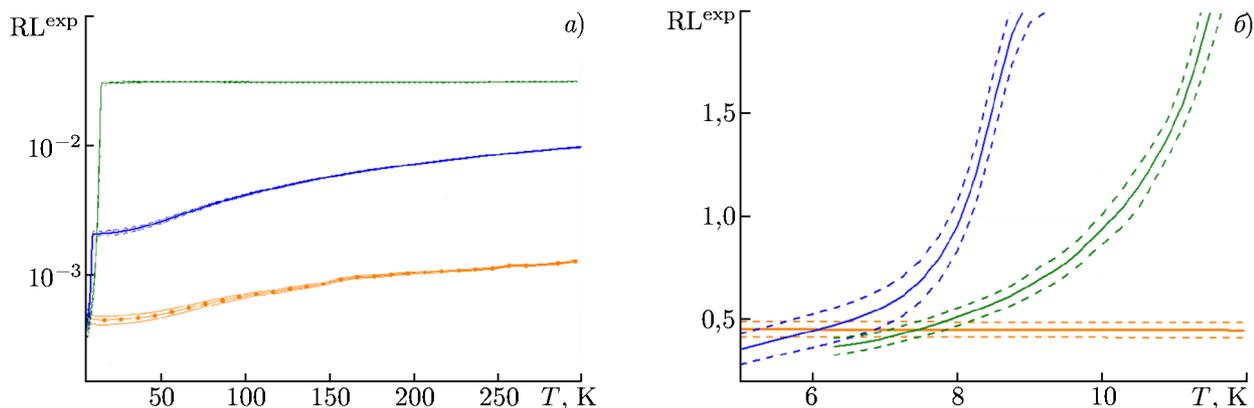


Рис. 5. Температурная зависимость потерь на отражение  $RL$  в диапазоне температур от 5 до 300 К (а) и от 5 до 12 К (б). Синие кривые соответствуют Nb, зелёные — NbTiN, оранжевые — Cu. Усреднение выполнено по всему диапазону частот (средняя частота 230 ГГц). Штриховыми линиями показана погрешность экспериментальных данных. Данные для меди взяты из работы [35]

описана в работе [35]. Обработанные результаты измерений приведены на рис. 5. Зависимость потерь в сверхпроводящем образце от частоты в нашем диапазоне оказалась слабовыраженной. Поэтому мы выполнили усреднение потерь по нескольким частотным точкам (7 частот для Nb и 6 частот для NbTiN), распределённым по всему диапазону 205–255 ГГц. Из результатов экспериментальных исследований (рис. 5) видно, что потери в исследованных образцах Nb и NbTiN выходят на уровень немного ниже, чем потери в высокочистой меди, при температурах  $T < 6$  К и  $T < 8$  К соответственно.

Результаты сравнения теоретических и экспериментальных данных представлены на рис. 6. Моделирование выполнено на основе теории Маттиса–Бардина, учтена толщина сверхпроводника, проводимость выше критической температуры приведена к экспериментальной. Коэффициент отражения от исследуемых плёнок был рассчитан по известной формуле

$$R = \left| \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right|^2, \tag{6}$$

где  $Z_0$  — волновое сопротивление вакуума (377 Ом), а  $Z$  — импеданс на квадрат поверхности исследуемой плёнки. В более простом виде при условии ( $Z \ll Z_0$ ) [37]:

$$R = 1 - 4 \frac{\text{Re}(Z)}{Z_0}. \tag{7}$$

Толщина плёнок больше лондоновской глубины проникновения магнитного поля (см. значения в табл. 1), что необходимо учитывать при расчёте  $Z$  [38]:

$$Z = \frac{\sqrt{\frac{2\pi i f \mu_0}{\sigma}} \left[ \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} + \sqrt{\frac{2\pi i f \mu_0}{\sigma}} \tanh(\sqrt{2\pi i f \mu_0 \sigma} d) \right]}{\sqrt{\frac{2\pi i f \mu_0}{\sigma}} + \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \text{th}(\sqrt{2\pi i f \mu_0 \sigma} d)}. \tag{8}$$

Здесь  $\mu_0$  — магнитная восприимчивость,  $f$  — частота,  $d$  — толщина плёнки,  $\epsilon_r$  — диэлектрическая проницаемость подложки, а  $\sigma$  — комплексная проводимость, рассчитанная с помощью

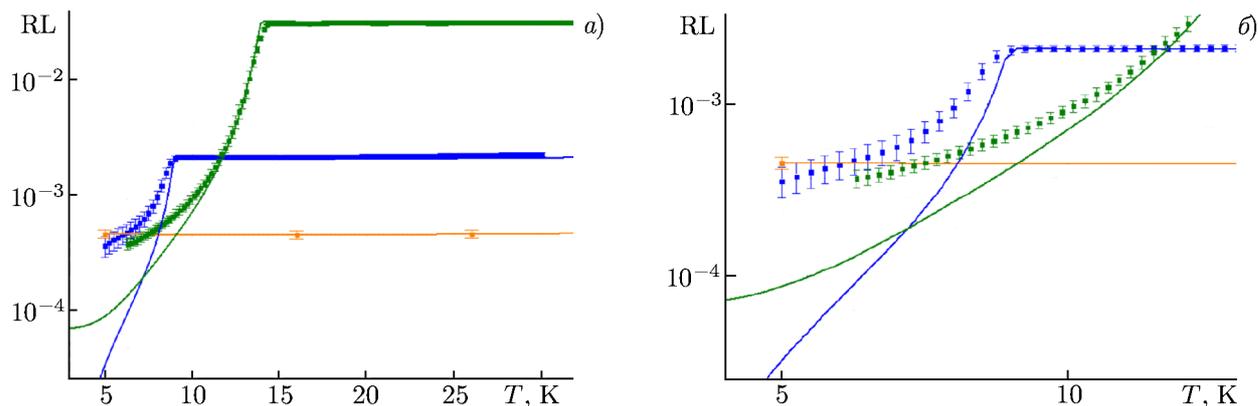


Рис. 6. 4. Сравнение теоретических и экспериментальных данных (панель *б* соответствует более узкому диапазону температур). Синим цветом представлены результаты для Nb (сплошными линиями теоретические данные, маркерами — экспериментальные), зелёным цветом представлены результаты для NbTiN (сплошными линиями теоретические данные, маркерами — экспериментальные), оранжевым цветом представлены экспериментальные данные для Cu

теории Матса—Бардина [39] в локальном пределе, когда длина свободного пробега много меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля.

Расчётные потери на отражение  $RL^{\text{theory}}$  в исследуемой тонкой плёнке ниобия при рабочей температуре  $T = 5$  К оказываются примерно на порядок ниже, чем полученные в эксперименте  $RL^{\text{exp}}$  ( $RL^{\text{theory}} = 3,3 \cdot 10^{-5}$  и  $RL^{\text{exp}} = 3,5 \cdot 10^{-4}$ ). Аналогичное сравнение результатов для плёнки NbTiN показало разницу примерно в 3 раза ( $RL^{\text{theory}} = 1,3 \cdot 10^{-4}$  и  $RL^{\text{exp}} = 3,7 \cdot 10^{-4}$ ).

Сравнение полученных экспериментальных данных с другими работами приведено на рис. 7. Возможное объяснение наблюдаемого расхождения — влияние структуры и других особенностей технологии нанесения плёнок. Также обращает на себя внимание тот факт, что потери в плёнках Nb и NbTiN выходят при охлаждении на один уровень; возможно, это свидетельствует о наличии дополнительных потерь в системе, которые не зависят от материала плёнки. Для окончательных выводов необходимо получение дополнительных данных для зеркала из «массивного ниобия» (обработанного алмазным резцом, шероховатость поверхности  $10 \div 20$  нм).

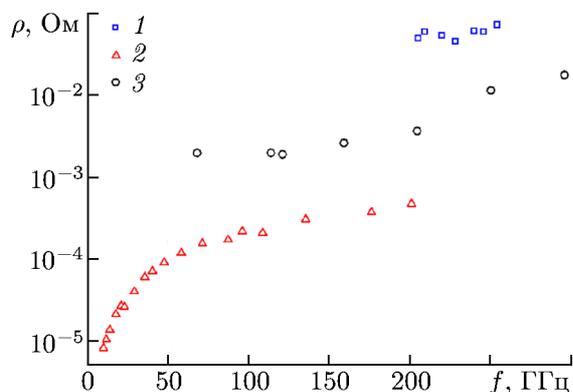


Рис. 7. Сравнение экспериментальных данных с другими работами (частотная зависимость поверхностного сопротивления  $\rho$ ): результаты экспериментальных исследований, выполненных в данной работе (1); результаты из работы [40] (2), результаты из работы [41] (3)

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование потерь на отражение от тонких плёнок Nb и NbTiN, нанесённых на кремниевую подложку, в диапазоне частот  $205 \div 255$  ГГц при температурах от 5 К до комнатной с помощью высокочастотного резонаторного комплекса. В частности, определена температурная зависимость потерь на отражение вблизи перехода в сверхпроводящее состояние. Показано, что потери в исследованных образцах Nb и NbTiN выходят на уровень

немного ниже, чем потери в высокочистой меди, при температурах  $T < 6$  К и  $T < 8$  К, соответственно. Сравнение полученных результатов с расчётами показывает существенное превышение экспериментально измеренных потерь по сравнению с моделью на начальном участке измерений при температурах  $5 \div 10$  К. Сравнение с другими экспериментальными работами также показывает некоторые расхождения, но количество таких работ, относящихся к нашему частотному диапазону, мало. Возможное объяснение наблюдаемого расхождения — влияние структуры и других особенностей технологии нанесения плёнок, либо наличие дополнительных механизмов потерь в измерительной системе. Для окончательных выводов необходимо получение дополнительных данных для зеркала из массивного ниобия.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030–2021–0005) и государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (проект 0026–2022–0005). Образцы плёнок Nb и NbTiN изготовлены с использованием УНУ 352529 «Криоинтеграл», её развитие поддержано грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение 075–15–2021–667). Работа Гунбиной А. А. выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации (СП-4497.2022.3).

Авторы выражают благодарность М. Ю. Третьякову, М. А. Кошелеву, Г. М. Бубнову, И. В. Леснову, А. И. Елисееву за полезные дискуссии в обсуждении результатов и проблем процедуры измерений. А. В. Вдовину, А. М. Красильникову, А. Е. Заргарову, Н. В. Тятюшкину, Е. Л. Певзнеру, М. А. Мансфельд за создание и развитие стенда — криовакуумной камеры ЦКП ИПФ, в которой выполнены представленные экспериментальные работы, а также А. П. Шкаеву, А. Ф. Андриянову, И. И. Леонову и А. И. Черновой за развитие аппаратной и программной составляющих резонаторного комплекса.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pfeiffer U. Integrated Circuit Design for Terahertz Applications: 6G Wireless Summit, 2019. 201 p. [http://www.6gsummit.com/wp-content/uploads/2019/04/Day1\\_Tutorial4\\_Pfeiffer\\_WuppertalUni.pdf](http://www.6gsummit.com/wp-content/uploads/2019/04/Day1_Tutorial4_Pfeiffer_WuppertalUni.pdf)
2. Балегга Ю. Ю., Барышев А. М., Бубнов Г. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 7. С. 533–556.
3. Ergün S., Sönmez S. // J. Military Inform. Sci. 2015. V. 3, No. 1. P. 13–16. <https://doi.org/10.17858/jmisci.58124>
4. Dodson C., Fitch M. J., Osiander R., Spicer J. B. // Proc. SPIE. Defense and Security. 2005. V. 5790. <https://doi.org/10.1117/12.604751>
5. Federici J. F., Schulkin B., Huang F., et al. // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20, No. 7. P. S266–S280. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/20/7/018>
6. Liu H.-B., Zhong H., Karpowicz N., et al. // Proc. IEEE. Terahertz Spectroscopy Imaging Defense Security Applications. 2007. V. 95, No. 8, P. 1514–1527. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2007.898903>
7. Shchepetilnikov A. V., Gusikhin P. A., Muravev V. M., et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2020. V. 41. P. 655–664. <https://doi.org/10.1007/s10762-020-00692-4>
8. Ren A., Zahid A., Fan D., et al. // Trends Food Sci. Technol. 2019. V. 85. P. 241–251. <https://doi.org/10.1016/j.tifs.2019.01.019>
9. Heidari A. // Mobile Health, A Technology Road Map. Springer Series in Bio-18 /Neuroinformatics. 2015. V. 5. P. 663–670. [https://doi.org/10.1007/978-3-319-12817-7\\_28](https://doi.org/10.1007/978-3-319-12817-7_28)

10. Son J.-H., Oh S.J., Cheon H. // J. Appl. Phys. 2019. V.125, No. 19. Art. no. 190901. <https://doi.org/10.1063/1.5080205>
11. Smolyanskaya O.A., Chernomyrdin N.V., Konovko A.A., et al. // Progress Quantum Electron. 2018. V.62. P.1–77. <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2018.10.001>
12. Knobloch P., Schildknecht C., Kleine-Ostmann T., et al. // Med. Biol. 2002. V.47. P.3875–3884. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/47/21/327>
13. Ciano Ch., Flammini M., Giliberti V., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2018. V.8, No. 4. P.390–396. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2018.2819505>
14. Jackson B., Bowen J., Walker G., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. V.1, No. 1. P.220–231. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2159538>
15. Piccolo K., Fukunaga M. // Appl. Phys. A. 2010. V.100. P.591–597. <https://doi.org/10.1007/s00339-010-5643-y>
16. Abraham E., Younus A., Delagnes J.C., Mounaix P. // Appl. Phys. A. 2010. V.100. P.585–590. <https://doi.org/10.1007/s00339-010-5642-z>
17. [https://www.adroitmarketresearch.com/industry-reports/terahertz-market?utm\\_source=AD](https://www.adroitmarketresearch.com/industry-reports/terahertz-market?utm_source=AD)
18. Новиков И. Д., Лихачёв С. Ф., Шекинов Ю. А. и др., // Успехи физ. наук. 2021. Т.64, № 4. С.404–443. <https://doi.org/10.3367/UFN.2020.12.038898>
19. Paolucci F., Buccheri V., Germanese G., et al. // J. Appl. Phys. 2020. V.128, No.19. Art. no. 194502. <https://doi.org/10.1063/5.0021996>
20. <https://www.almaobservatory.org/en/about-alma-at-first-glance/how-alma-works/technologies/interferometry/>
21. <https://www.eso.org/public/teles-instr/apex/>
22. <http://millimetron.ru/index.php/en/>
23. Lin Y.-J., Jarrahi M. // Rep. Prog. Phys. 2020. V.83, No. 6. P.1–21. <https://doi.org/10.1088/1361-6633/ab82f6>
24. Martini F., Cibella S., Gaggero A., et al. // Opt. Express. 2021. V.29, No. 6, P.7956–7965. <https://doi.org/10.1364/OE.410317>
25. Kroug M., Cherednichenko S., Merkel H., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V.11, No. 1. P.962–965. <https://doi.org/10.1109/77.919508>
26. Dmitriev P.N., Filippenko L.V., Koshelets V.P. // Josephson Junctions. History, Devices, and Applications. New York : Jenny Stanford Publishing, 2017. P.185–244. <https://doi.org/10.1201/9781315364520>
27. Rudakov K.I., Khudchenko A.V., Filippenko L.V., et al. // Appl. Sci. 2021. V.11, No. 21. Art. no. 10087. <https://doi.org/10.3390/app112110087>
28. Chang J., Los J.W.N., Gourgues R., et al. // Photonics Res. 2022. V.10, No. 4. P.1063–1070. <https://doi.org/10.1364/PRJ.437834>
29. Cheng R., Wright J., Xing H.G., et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V.117, No. 13. Art. no. 132601. <https://doi.org/10.1063/5.0018818>
30. Natarajan Ch.M., Tanner M.G., Hadfield R.H. // Supercond. Sci. Technol. 2012. V.25, No. 6. Art. no. 063001. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/25/6/063001>
31. Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Korneev A.A. // Physica C: Superconductivity. 2001. V.351, No. 4. P.349–356. [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(00\)01637-3](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(00)01637-3)
32. Смирнов А. В., Барышев А. М., де Бернардис П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 8–9. С.617–630.
33. Parshin V.V., Serov E.A., Bubnov G.M., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2020. V.30, No. 8. Art. no. 9001705. <https://doi.org/10.1109/TASC.2020.2994964>
34. Паршин В. В., Серов Е. А., Бубнов Г. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8–9.

- C. 614–621.
35. Serov E. A., Parshin V. V., Bubnov G. M. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2016. V. 64, No. 11. P. 3 828–3 838. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2016.2609411>
  36. Kaplan A. E. // J. Opt. Soc. Am. 2018. V. 35, No. 6. P. 1 328–1 340. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.35.001328>
  37. Reuter G. E. H., Sondheimer E. H. // Proc. R. Soc. Lond. A. 1948. V. 195, No. 1 042. P. 336–364. <https://doi.org/10.1098/rspa.1948.0123>
  38. Booth J. C., Wu D. H., Anlage S. M. // Rev. Sci. Instrum. 1994. V. 65, No. 6. P. 2 082–2 090. <https://doi.org/10.1063/1.1144816>
  39. Mattis D. C., Bardeen J. // Phys. Rev. 1958. V. 111, No. 2. P. 412–417. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.412>
  40. Wilke I., Khazan M., Rieck C. T., et al. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87, No. 6. P. 2 984–2 988. <https://doi.org/10.1063/1.372287>
  41. Wang A., Kawakami Z. // Physica C: Superconductivity and its Applications. 1997. V. 282–287, Part 4. P. 2 533–2 534. [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(97\)01338-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(97)01338-5)

Поступила в редакцию 6 мая 2022 г.; принята в печать 30 июня 2022 г.

#### EXPERIMENTAL STUDY OF THE REFLECTIVITY OF SUPERCONDUCTING Nb-BASED FILMS IN THE SUBTERAHERTZ FREQUENCY BAND

*A. A. Gunbina, E. A. Serov, K. V. Mineev, V. V. Parshin, V. F. Vdovin, A. M. Chekushkin, F. V. Khan, and V. P. Koshelets*

We present the results of studying the reflectivity of thin Nb and NbTiN films deposited on silicon substrates in the 205–255 GHz frequency range at temperatures from 5 K to room temperature. The experiment was performed by means of a cavity spectrometer, in which the studied specimen is a mirror in the high-Q Fabry–Perot cavity. The comparison of the obtained results with earlier works shows that the reflection losses for Nb in the superconducting state is several times lower than those for the high-temperature superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  and lower than those for the samples of high-purity copper cooled down to cryogenic temperatures, which is the best of the classical conductors in terms of surface resistance. This allows one to state that niobium and its nitrides cooled down to temperatures below 9 K can be used efficiently as antenna materials (both as coatings on mirror antennas and for manufacture of planar nanoantennas of the detector module) in order to ensure the minimum level of thermal noises in subterahertz radio telescopes with cooled and superconducting receivers.