

На правах рукописи

КАРДАКОВА Анна Игоревна

**Энергетическая релаксация квазичастиц в  
сверхпроводниковых пленках нитрида титана и  
легированных бором пленках алмаза**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Московский педагогический государственный университет»

**Научный руководитель:**

**Гольцман Григорий Наумович**  
доктор физико-математических наук, профессор

**Официальные оппоненты:**

**Овсянников Геннадий Александрович**  
доктор физико-математических наук, профессор  
ведущий научный сотрудник  
Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
Институт радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН (ИРЭ РАН)

**Варлашкин Андрей Валериевич**  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

**Ведущая организация:**

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

Защита состоится «28» марта 2016 г. в 14.30 на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела Российской академии наук по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская область, ул. Академика Осипьяна, д.2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <http://issp3.issp.ac.ru/main/dis-council.html> ИФТТ РАН.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию процессов энергетической релаксации неравновесного резистивного состояния в сверхпроводниковых пленках нитрида титана (TiN) и легированных бором пленках алмаза (C:B). Возникающее под воздействием излучения неравновесное состояние проявляется в увеличении электронной температуры по сравнению с температурой фононов. Изменение электронной температуры приводит к увеличению сопротивления, и, как следствие, к возникновению измеряемого сигнала напряжения. При увеличении частоты модуляции излучения наблюдается спад амплитуды отклика, который сопоставляется времени релаксации электронной температуры /или релаксации резистивного состояния. Для случая  $\Delta \gg k_B T$ , релаксация резистивного состояния определяется электрон-фононным взаимодействием, таким же как и в нормальном состоянии. Резистивное состояние в данном случае создано внешним магнитным полем, близким по значению ко второму критическому, и представляет собой состояние с вязким движением вихрей. В случае  $\Delta \ll k_B T$ , релаксация может определяться как рассеянием квазичастиц на фононах и рекомбинацией квазичастиц в пары, так и, в очень узком температурном диапазоне, релаксацией параметра порядка, известной из неравновесной сверхпроводимости. Резистивное состояние, рассматриваемое как состояние с ненулевым сопротивлением, обусловлено в данном случае сложной картиной фазовых и амплитудных флуктуаций параметра порядка. Результаты экспериментального исследования дают новые сведения о характерных временах и механизмах энергетической релаксации в сверхпроводниковых пленках нитрида титана и легированных бором пленках алмаза. Данные сведения имеют важное значение при разработке и создании детекторов электромагнитного (ЭМ) излучения.

**Актуальность исследования** определяется получением принципиально новых знаний об особенностях взаимодействия ЭМ излучения с тонкими сверхпроводниковыми пленками, последующем электронном разогреве и дальнейшей энергетической релаксации неравновесных носителей заряда. Полученные в данном исследовании знания о механизмах, определяющих энергетическую релаксацию, и их временных масштабах в дальнейшем могут быть использованы при разработке чувствительных детекторов дальнего и ближнего инфракрасного диапазонов, а также элементов сверхпроводниковых квантовых цепей.

В сверхпроводниковом состоянии процесс энергетической релаксации ква-

зичастиц начинается с перераспределения квазичастиц по энергии, а затем происходит рекомбинация квазичастиц в куперовские пары. При понижении температуры уменьшается концентрация квазичастиц, что в свою очередь приводит к экспоненциальному увеличению времени рекомбинации [1]. Характерный временной масштаб процесса рекомбинации определяется временем электрон-фононного взаимодействия в нормальном состоянии при  $T = T_c$ .

Как показывают многочисленные исследования, электрон-фононное взаимодействие в неупорядоченных и низкоразмерных проводниках существенно отличается от электрон-фононного взаимодействия в чистом объемном материале. Влияние беспорядка на процесс электрон-фононного взаимодействия является объектом многочисленных исследований, однако теоретические предсказания достаточно различны и зависят от свойств беспорядка и поляризации фононов. В частности, в разных работах предсказываются разные значения показателя степени  $p$  в температурной зависимости времени электрон-фононного взаимодействия ( $\tau_{e-ph} \propto T^{-p}$ , где  $p$  может принимать значения от 2 до 4) [2–4]. Кроме того, теоретические исследования электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах построены на предположении, что спектр фононов, участвующих в взаимодействии, является дебаевским. Однако, в тонких пленках фононный спектр неизвестен и может быть сильно искажен по сравнению с объемным материалом из-за акустического взаимодействия материалов пленки и подложки.

Таким образом, для экспериментального исследования электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах нужен объект, обладающий свойствами, которые в наибольшей степени удовлетворяют теоретическим допущениям. Для дальнейшего исследования, в качестве такого объекта, были выбраны сверхпроводниковые алмазные пленки, легированные бором. Интерес к данному объекту связан с тем, что в 2004 году в легированном бором алмазе была обнаружена сверхпроводимость [5, 6], обусловленная высокой степенью легирования атомами бора. Примеси бора в алмазе формируют акцепторный уровень, расположенный близко к потолку валентной зоны с энергией 0.35 эВ (при ширине запрещенной зоны - 5.5 эВ). При достижении концентрации примесей бора в алмазе  $10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , материал проявляет полупроводниковые свойства. При концентрации примесей, превышающей критическое значение порядка  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , в материале возникает переход диэлектрик-металл [7], а при значениях  $n_B \geq 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при низких температурах наблюдается сверхпроводимость. При этом критическая температура  $T_c$  растет с увеличением концентрации носителей. Открытие сверхпроводимо-

сти в пленках С:В в сочетании с уникальными тепловыми и электронными свойствами алмаза дает возможность для разработки новых наноэлектромеханических систем [8], а также чувствительных детекторов и элементов квантовых цепей [9]. Кроме того, поскольку сверхпроводимость в пленках С:В сохраняется в магнитных полях до 4 Т, то перспективным направлением также является разработка СКВИД-технологий на основе данного материала [10].

Существенной особенностью сверхпроводниковой легированной бором алмазной пленки, выращенной на алмазной подложке [6], является отсутствие теплового сопротивления на границе между пленкой и подложкой. Такое предположение позволяет рассматривать легированный слой и подложку как единую фононную систему, характеризующуюся известным фононным спектром в алмазе. Перечисленные особенности объекта обуславливают большой интерес к исследованию неравновесных процессов в данном материале. Стоит также отметить, что атомы бора не только обеспечивают носителей заряда, но и, возможно, играют существенную роль в их рассеянии [4]. Таким образом, легированные бором алмазные пленки представляют собой перспективный объект для исследования особенностей электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченном материале.

Однако, с практической точки зрения, большой интерес существует также к таким сильно неупорядоченным сверхпроводниковым материалам, как TiN, NbN, TaN и др. Прежде всего, это связано с востребованностью данных материалов для разработки сверхчувствительных детекторов ЭМ излучения, поскольку материалы с высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии обеспечивают более простое согласование чувствительного элемента с детектируемым излучением. К наиболее востребованным детекторам ближнего и дальнего ИК диапазона относятся сверхпроводниковые однофотонные детекторы видимого и инфракрасного диапазонов (от англ. Superconducting Single Photon Detectors, SSPDs) на основе NbN [11] и NbTiN [12]; детекторы на кинетической индуктивности (от англ. Kinetic Inductance Detectors, KIDs) [13, 14]; детекторы на краю перехода (от англ. Transition Edge Sensor, TES) [15]; детекторы на эффекте электронного разогрева в сверхпроводниках (от англ. Hot Electron Bolometers - HEBs), изготовленные на основе тонкой пленки NbN [16]. Каждый из перечисленных типов детекторов занимает свою нишу: SSPD являются коммерчески доступными и используются в оптических и телекоммуникационных линиях для реализации квантовых криптографических систем и квантовых вычислений [17], MKID и TES-детекторы подходят для построения многоэлементных матриц детекторов [13, 15], а HEB-детекто-

ры не имеют аналогов как приборы для спектроскопии высокого разрешения в дальнем ИК (терагерцовом) диапазоне частот [16].

Сверхпроводниковые пленки TiN рассматриваются как перспективный материал для создания многоэлементных матриц дальнего ИК диапазона на основе KID-детекторов. На настоящий момент создание таких матриц является одной из основных прикладных задач в проектах космической и наземной астрономии [18], [19], и детекторы на кинетической индуктивности рассматриваются как одна из самых перспективных технологий для ее решения [20]. Важным аспектом при оптимизации характеристик такого детектора является выбор подходящего сверхпроводникового материала. В работе [14] был введен параметр качества  $F$ , позволяющий на основе свойств материала предсказать оптимальную чувствительность KID-детектора:  $F = \alpha_{sc} \tau_{qp} Q_i f_{res} / (N_0 V)$ , где  $\alpha_{sc}$  – параметр, характеризующий кинетическую индуктивность материала,  $\tau_{qp}$  – время жизни квазичастиц, определяемое процессом рекомбинации неравновесных квазичастиц в куперовские пары,  $Q_i$  – добротность резонатора,  $f_{res}$  – одна из собственных частот резонатора,  $N_0$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $V$  – рабочий объем детектора. Если руководствоваться параметром  $F$ , материал, наиболее подходящий для KID-детектора, должен характеризоваться медленным процессом рекомбинации неравновесных квазичастиц в куперовские пары, что связано со слабым электрон-фононным взаимодействием в материале и, вероятно, относительно низкой критической температурой сверхпроводника. При таком предположении пленки TiN рассматриваются как идеальный материал для дальнейшего развития KID-детекторов, поскольку обладают всеми преимуществами пленок с высоким удельным сопротивлением.

Интерес к сильно неупорядоченным пленкам TiN также связан с возможностью исследования эффекта когерентного квантового проскальзывания фазы [21]. Кроме того, пленки с высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии являются ключевым элементом гибридных сверхпроводниковых/спиновых систем для квантовых вычислений [22] и устройств, связанных с исследованием Майорановской физики [23], в которых сверхпроводник используется в сочетании с большим магнитным полем.

Стоит отметить, что одним из ключевых факторов, определяющих выбор тонких сверхпроводниковых пленок TiN в практических применениях, является высокое удельное сопротивление в нормальном состоянии, которое обусловлено высокой степенью беспорядка в системе. При этом предполагается, что сверхпроводниковые свойства материала (в частности, параметр порядка) остаются пространственно однородными. Однако, в сильно неупо-

рядоченных сверхпроводниковых пленках, таких как InO, NbN, TiN и NbTiN, при увеличении степени беспорядка в системе наблюдается переход сверхпроводник-диэлектрик [24–27]. Вблизи данного перехода в тонких сверхпроводниковых пленках TiN было обнаружено, что постепенное увеличение беспорядка приводит к росту пространственного неоднородного сверхпроводящего состояния [26]. Более того, систематическое исследование электродинамического отклика сверхпроводящих резонаторов на основе TiN указывает на отклонения в работе данных резонаторов от традиционной теории Маттиса - Бардина, описывающей поглощение электромагнитного излучения сверхпроводниковыми пленками [28], а также на отклонения от поведения резонаторов на основе традиционных сверхпроводников, таких как пленки алюминия (с низким удельным сопротивлением в нормальном состоянии) [29–31]. Таким образом, такие особенности сверхпроводниковых свойств в неупорядоченных материалах также должны приниматься во внимание при разработке практических устройств на их основе.

В разработке практических устройств также существенную роль играют процессы энергетической релаксации в материале. В частности, от процессов энергетической релаксации зависят шумовые характеристики детекторов, время декогеренции в кубитах. Для успешного развития практических устройств необходимо иметь ясное представление о релаксационных процессах в материале. Конечно, из-за сложности свойств объекта, зависящих от особенностей беспорядка и вида фононного спектра, экспериментальное исследование процессов релаксации вряд ли внесет ясность в понимание электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных материалах. С другой стороны, экспериментальное исследование необходимо для разработки практических сверхпроводниковых устройств и предсказания параметров их работы. Подобные сведения для пленок TiN не могут быть предсказаны теоретически. Таким образом, возникает необходимость в экспериментальном исследовании процессов энергетической релаксации в пленках TiN.

**Целью работы** является исследование процессов энергетической релаксации в сверхпроводниковых пленках TiN и легированных бором пленках алмаза.

**Новые научные результаты, полученные в ходе выполнения данной работы:**

1. исследована температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия в пленках C:B в диапазоне температур 1.7 К – 2.2 К;
2. исследовано время релаксации параметра порядка и его температурная

зависимость в пленках С:В в узком температурном диапазоне вблизи  $T_c$ ;

3. определены времена энергетической релаксации электронов в сверхпроводниковых пленках TiN, полученных разными способами с разными толщинами и разными величинами удельного сопротивления;
4. исследована температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия в пленках TiN в диапазоне температур 1.7 К – 4.2 К.

**Практическая значимость.** Полученные знания об электрон-фононном взаимодействии могут быть использованы при разработке сверхпроводниковых детекторов, в частности, таких как детекторы на кинетической индуктивности (MKID) и детекторы на электронном разогреве (НЕВ). Измеренные времена определяют инерционность детекторов, шумовые характеристики и чувствительность в ближнем и дальнем инфракрасных диапазонах.

Таким образом, **проведенное исследование соответствует паспорту специальности 01.04.07 – физика конденсированного состояния.**

**Научные положения, выносимые на защиту:**

1. При поглощении амплитудно-модулированного субТГц излучения в легированных бором алмазных пленках время релаксации резистивного состояния, созданного внешним магнитным полем, близким по величине ко второму критическому при данной температуре  $B_{c2}(T)$ , определяется электрон-фононным взаимодействием в интервале температур  $0.75T_c < T < 0.95T_c$ . Значение времени электрон-фононного взаимодействия достигает 0.7 мкс при 1.7 К.
2. Время электрон-фононного взаимодействия в легированных бором алмазных пленках в диапазоне температур 1.7 К - 2.2 К описывается температурной зависимостью  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}$ , обусловленной интерференцией процессов электрон-фононного рассеяния и рассеяния носителей на примесных атомах.
3. При поглощении амплитудно-модулированного субТГц излучения в легированных бором алмазных пленках время релаксации резистивного состояния в температурном диапазоне  $0.95T_c < T < 0.99T_c$  и в нулевом магнитном поле увеличивается и расходится при приближении к  $T_c$  ( $T_c \approx 2.2$  К), что соответствует времени релаксации параметра порядка  $\tau_L$  при симметричном распределении неравновесных квазичастиц по

ветвям спектра возбуждений. Значение времени энергетической релаксации  $\tau_E$  в данном процессе составляет  $\sim 50$  нс при  $T = 2.2$  К.

4. При поглощении амплитудно-модулированного субТГц излучения в неупорядоченных пленках TiN время релаксации резистивного состояния, созданного внешним магнитным полем, близким по величине ко второму критическому при данной температуре  $B_{c2}(T)$ , определяется электрон-фононным взаимодействием. Значение времени электрон-фононного взаимодействия достигает 90 нс при температуре 1.7 К.
5. Время электрон-фононного взаимодействия в пленках TiN описывается температурной зависимостью  $\tau_{e-ph} \sim T^{-3}$  в интервале температур 1.7 К - 4.2 К. Данная зависимость  $\tau_{e-ph}(T)$  наблюдается как в пленках TiN, изготовленных методом магнетронного распыления (со средним значением удельного сопротивления  $\rho \approx 100$  мкОм·см), так и в пленках TiN, полученных методом атомно-слоевого осаждения (в диапазоне удельных сопротивлений  $\rho \approx 120 - 250$  мкОм·см).

**Апробация работы.** Основные результаты, изложенные в диссертации докладывались на следующих международных и всероссийских конференциях: Applied Superconductivity Conference (ASC 2014), Charlotte, USA; XVIII-й, XIX-й международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (2014, 2015), Нижний Новгород, Россия; 2d, 4th Russia-Japan-USA Symposium on the Fundamental and Applied Problems of Terahertz Devices and Technologies (RJUS-2013, RJUS-2015), Москва, Россия. Также результаты работы докладывались и обсуждались на научных семинарах учебно-научного радиофизического центра МПГУ.

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 7 работах, из них 3 статьи в рецензируемых журналах [A1, A2, A3] и 4 доклада на международных и российских конференциях с публикацией тезисов докладов [A4, A5, A6, A7].

**Личный вклад автора.** В диссертации изложены результаты работ, выполненных автором лично и в соавторстве с коллегами. Исследование процессов энергетической релаксации квазичастиц в сверхпроводниковых легированных бором алмазных пленках было выполнено совместно с А. Шишкиным. Разработка технологии осаждения тонких сверхпроводниковых пленок TiN методом магнетронного осаждения была выполнена совместно с коллегами из Кардиффского университета. Исследование процессов энергетической

релаксации квазичастиц в тонких пленках TiN было проведено совместно с М. Финкелем.

Личный вклад автора в представляемых исследованиях состоял в постановке задачи исследования, разработке и выборе метода исследования, проведении экспериментальных исследований, анализе полученных результатов. Все результаты, выносимые на защиту, получены автором лично и при его определяющем вкладе.

## Содержание работы

**Во введении** сформулированы цель и задачи диссертационной работы, обусловлена ее актуальность, представлены защищаемые положения, определены научная новизна и практическая значимость работы, выбраны объект и методы исследования.

**В первой главе** «Кинетика процессов энергетической релаксации в тонких пленках сверхпроводников и нормальных металлов» представлен обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию процессов энергетической релаксации в металлических и сверхпроводниковых пленках. Основное внимание уделяется электрон-фононному взаимодействию в неупорядоченных металлах, в которых помимо «чистого» электрон-фононного взаимодействия, рассеяние может происходить на примесях, дефектах и границах. Также в данной главе рассматриваются процессы энергетической релаксации квазичастиц в сверхпроводниковых пленках.

Электрон-фононное взаимодействие играет важную роль в процессах сбоя электронной фазы и остывания газа горячих электронов, а также в некоторых неравновесных процессах в сверхпроводниках. Теория электрон-фононного взаимодействия хорошо разработана и понятна для объемных и чистых металлов. В частности, хорошо теоретически исследована температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия. Однако во многих экспериментальных ситуациях исследование электрон-фононного взаимодействия осуществляется в тонких металлических пленках (с толщинами порядка 10 - 100 нм). В данном случае на электрон-фононное взаимодействие оказывает сильное влияние присутствие примесей, дефектов, а также границ раздела. В тонких неупорядоченных пленках помимо чистого электрон-фононного взаимодействия, существуют и другие процессы рассеяния, такие как упругое и неупругое рассеяние электронов на примесях. Эти механизмы интерферируют между собой и значительно модифицируют

электрон-фононное взаимодействие по сравнению с чистым случаем. Текущее понимание процессов электрон-фононного взаимодействия в наноразмерных и неупорядоченных системах осложнено различными процессами и крайне ограничено.

**Во второй главе** «Методики измерения свойств сверхпроводниковых пленок и технологии изготовления исследуемых образцов» представлены методы изготовления сверхпроводниковых пленок и описаны методы исследования свойств пленок.

Структура данной главы следующая:

В *параграфе 2.1* описываются методики и экспериментальные установки для определения сверхпроводниковых, электрических и транспортных свойств тонких пленок, таких как поверхностное сопротивление и удельное сопротивление пленок в нормальном состоянии, температура перехода в сверхпроводящее состояние и плотность критического тока, а также коэффициент диффузии.

В *параграфе 2.2* представлено описание метода определения времени энергетической релаксации в сверхпроводниковых пленках. Метод основан на поглощении амплитудно-модулированного суб-ТГц излучения, что позволяет измерить время энергетической релаксации электронного газа, находящегося при температуре  $T_e$ , превышающей температуру фононов  $T_{ph}$  (Рисунок 1). При этом сверхпроводниковая пленка находится в резистивном состоянии, обусловленным воздействием тока и/или магнитного поля (Рисунок 2). При облучении электромагнитным излучением эффект электронного разогрева проявляется в увеличении сопротивления, что, в свою очередь, приводит к возникновению напряжения. Поскольку напряжение зависит от частоты модуляции, то по спаду амплитуды сигнала с увеличением частоты модуляции можно определить значение скорости энергетической релаксации.

Сведения о процессах энергетической (неупругой) релаксации могут быть получены в экспериментах двух типов. К первому типу относятся эксперименты, основанные на явлении слабой локализации, которая исследуется методом квантовых интерференционных поправок к проводимости в тонких неупорядоченных пленках [32]. Метод позволяет определить время релаксации фазы  $\tau_\phi$  электронной волновой функции. Обширное исследование времени релаксации фазы  $\tau_\phi$  на основе данных о магнетосопротивлении в тонких пленках представлено в обзоре Лина и Берда [33]. Релаксация фазы волновой функции может определяться процессами неупругого рассеяния (электрон-электронное и электрон-фононное взаимодействия). При низких температурах доминирующим процессом является электрон-электронное рассе-

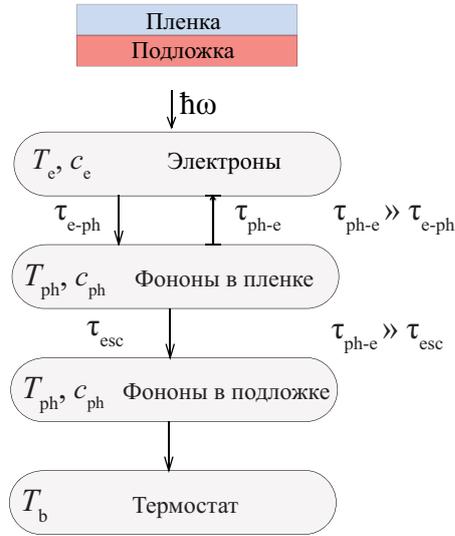


Рис. 1. Схема энергетической релаксации электронной подсистемы в металлической пленке, осажденной на диэлектрическую подложку.

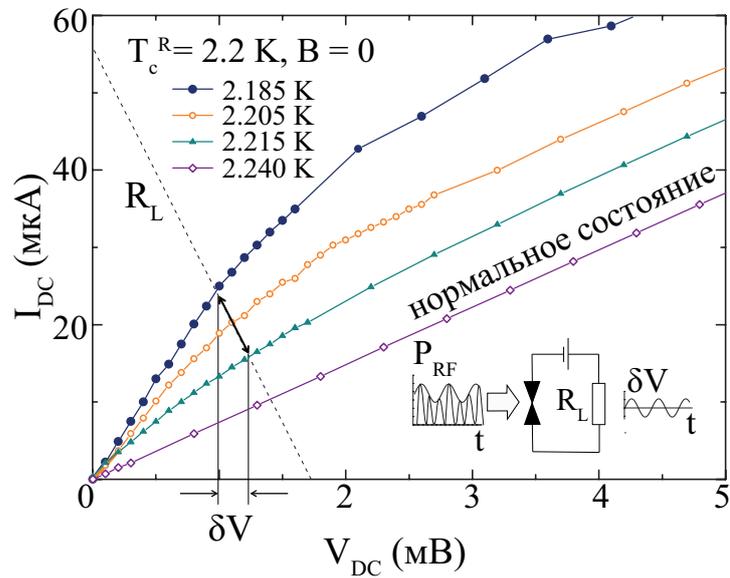


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при различных температурах (около  $T_c$ ) в нулевом магнитном поле. Под воздействием излучения рабочая точка ( $I = 20 \text{ мкА}$  и  $U = 1 \text{ мВ}$ ) смещается вдоль линии эквивалентного нагрузочного сопротивления, что приводит к возникновению сигнала напряжения  $\delta V$ . На вставке представлена эквивалентная электрическая схема измерения  $\delta V$  при поглощении амплитудно-модулированного излучения.

яние, что, в свою очередь, ограничивает исследование процессов электрон-фононного рассеяния в данном температурном диапазоне. Исследование времени электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$  при низких температурах осуществляется с помощью экспериментов второго типа, основанных на эффекте электронного разогрева, при котором температура электронной подсистемы  $T_e$  повышается на некоторую величину по сравнению с температурой фононов  $T_{ph}$  (Рисунок 1). Возникновение электронного разогрева определяется, главным образом, двумя условиями. Во-первых, при выполнении условия  $\tau_{e-e} \ll \tau_{e-ph}$ , электронная подсистема может быть описана общей эффективной температурой  $T_e$ . Во-вторых, уход неравновесных фононов в подложку должен происходить быстрее обратного процесса рассеяния фононов на электронах, т.е.  $\tau_{esc} \ll \tau_{ph-e}$  (условие фононного термостата). Поскольку охлаждение электронной подсистемы происходит, в основном, за счет электрон-фононного взаимодействия, то в экспериментах на основе электронного разогрева можно непосредственно определить значение  $\tau_{e-ph}$ . Сравнение экспериментальных результатов, полученных в экспериментах на основе слабой локализации и в экспериментах на эффекте электронного разогрева, представлены в работе [34] для сильно неупорядоченных пленок Nb с длиной свободного пробега электронов порядка 1 нм и диапазоном критических температур  $T_c$  порядка 3.2 К - 8.5 К. Можно сказать, что экспериментальные результаты исследования времени сбоя фазы  $\tau_\phi$  и времени электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$  сопоставимы в температурном диапазоне 10 К - 20 К, а при низких температурах  $\tau_\phi(T)$  отличаются от  $\tau_{e-ph}$  достаточно сильно как по зависимости от температуры, так и по абсолютному значению. Это в свою очередь объясняется тем, что в экспериментах по слабой локализации доминирующим и ограничивающим процессом является электрон-электронное рассеяние.

Метод определения времени энергетической релаксации, используемый в настоящей работе, основан на эффекте электронного разогрева в тонких металлических пленках. В самом простейшем случае, динамика энергетической релаксации в системе, представленной на Рисунке 1, может быть описана с помощью линейаризованного уравнения теплового баланса для электронной подсистемы:

$$C_e \frac{dT_e}{dt} = -G(T_e - T_b) + P_{DC} + P_{RF}, \quad (1)$$

где  $C_e$  - удельная электронная теплоемкость,  $T_b$  - температура термостата, равная температуре фононов  $T_{ph}$ ,  $G$  - коэффициент теплоотвода между элек-

тронной и фононной подсистемами,  $P_{DC} = I^2 R$  - электрическая мощность, рассеиваемая в пленке,  $P_{RF}$  - мощность падающего излучения, поглощаемая пленкой. Уравнение 1 применимо для описания электронного разогрева при выполнении следующих условий. Во-первых, мощности  $P_{DC}$  и  $P_{RF}$  должны быть достаточно слабыми, так чтобы отклонение электронной температуры от температуры термостата было мало:  $|T_e - T_b| \ll T_b$ . В эксперименте данное условие реализуется путем минимизации тока смещения и падающей мощности излучения. Второе условие связано с тем, что электронная температура не должна зависеть от координат, и электронный разогрев в данном случае можно считать однородным. Это условие реализуется, когда расстояние  $L$  между электрическими контактами больше диффузионной длины  $L_d = \sqrt{D\tau_{e-ph}}$ , где  $D$  - коэффициент электронной диффузии. Третье условие связано с тем, что должно выполняться соотношение между временами:  $\tau_{esc} \ll \tau_{e-ph}$ , что осуществимо в случае тонких пленок или в случае отсутствия теплового сопротивления на границе пленка-подложка. Так как в эксперименте мощность  $P_{RF}$  является амплитудно-модулированной, так что  $P_{RF}(t) = P_0 + P_1 \exp(i\omega_m t)$ , то мощность сигнала, создаваемого пленкой, определяется как:

$$P_{out} = \frac{P_0}{1 + (\omega_m \tau_B)^2},$$

где  $P_0$  - мощность сигнала при низких частотах модуляции и

$$\tau_B = \frac{\tau_{e-ph}}{1 + \alpha_0},$$

где  $\alpha_0 = \frac{I^2}{G} \frac{\partial R}{\partial T_e} \frac{R - R_L}{R_T + R_L}$ . Сопротивление  $R = V/I$  есть омическое сопротивление образца в рабочей точке,  $R_T = R + I(\partial R / \partial I)$ , сопротивление  $R_L$  является эквивалентным нагрузочным сопротивлением в эквивалентной электрической схеме (Рисунок 2) и определяется схемами смещения и считывающей электроники. Экспериментальное значение постоянной времени определяется по 3-дБ спаду зависимости  $P_{out}(\omega_m)$  как  $\tau_B = 1/\omega_{3dB}$ .

В параграфе 2.3 представлены методы изготовления образцов.

В пункте 2.3.1 рассматриваются технологии изготовления сверхпроводниковых пленок TiN методом магнетронного распыления и методом атомно-слоевого осаждения. На сегодняшний день тонкие сверхпроводниковые пленки нитрида титана получают, в основном, двумя способами: методом магнетронного распыления и методом атомно-слоевого осаждения (АСО, от англ. Atomic Layer Deposition). Техника магнетронного распыления тонких пленок

в силу своей простоты и надежности широко распространена в современных лабораториях и используется для получения тонких сверхпроводящих пленок различных материалов (в частности NbN, TaN и др.) [35]. В основном, сверхпроводниковые пленки TiN изготавливают методом реактивного магнетронного осаждения с использованием Ti мишени и газообразной смеси аргона и азота. Одним из преимуществ данного метода является возможность контролировать стехиометрический состав и критическую температуру пленок TiN, регулируя парциальное давление азота в камере [14, 36], а также контролировать удельное сопротивление пленок, меняя общее давление смеси газов в камере [37, 38]. Второй метод получения сверхпроводниковых пленок TiN - метод атомно-слоевого осаждения - широко используется в полупроводниковой промышленности для получения диффузионных барьеров в микросхемах. Технология атомно-слоевого осаждения тонких пленок основана на последовательных химических реакциях между паром и твердым телом [39]. Для получения пленок TiN обычно используются такие прекурсоры, как тетрахлорид титана (TiCl<sub>4</sub>) и газы H<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>. Поскольку данный процесс является саморегулирующимся (количество осажденного материала в каждом цикле является постоянным), то в результате химических реакций на подложке растет равномерная пленка. Считается, что с помощью данного метода можно получить тонкие однородные пленки с возможностью управления их толщиной и составом на атомарном уровне, что является важным достоинством данного метода при дальнейшей минитюаризации микроэлектронных устройств.

Исследуемые в настоящей работе сверхпроводниковые пленки TiN, полученные методом магнетронного распыления, имеют толщины 15 нм - 80 нм, что соответствует среднему значению удельного сопротивления  $\rho \sim 100$  мкОм·см для всех пленок и диапазону критических температур 2.6 К - 4.6 К. Пленки TiN, выращенные методом АСО, имеют толщины 11 нм - 89 нм, что соответствует диапазону удельных сопротивлений 356 мкОм·см - 120 мкОм·см и диапазону критических температур 1.8 К - 3.4 К.

В *пункте 2.3.2* рассматривается метод изготовления легированных бором пленок алмаза. Одним из способов получения сверхпроводниковых пленок алмаза, легированного атомами бора, является химическое осаждение из газовой фазы (от англ. Chemical Vapour Deposition, CVD), в котором рост материала на поверхности подложки происходит в газовой смеси, состоящей из реактивных веществ. Для получения алмазных пленок, легированных атомами бора, используют смесь газов: метан (CH<sub>4</sub>) и диборан (B<sub>2</sub>H<sub>6</sub>). Исследуемые в диссертационной работе пленки изготовлены методом осаждения из газовой фазы в присутствии плазмы (от англ. Microwave Plasma Assisted

Chemical Vapour Deposition, MPCVD). Подробное описание метода и экспериментальной установки представлено в работе [40, 41]. Исследуемые пленки являются монокристаллическими с концентрацией атомов бора порядка  $10^{21}$  см $^{-3}$  и критической температурой около 2 К.

**В третьей главе** «Исследование процессов энергетической релаксации электронов в сверхпроводниковых алмазных пленках, легированных бором» представлены результаты исследования отклика сверхпроводниковых алмазных пленок на амплитудно-модулированное ТГц излучение. Результаты исследования представлены для двух образцов, выращенных методом химического осаждения из газовой фазы на диэлектрической подложке. Пленки характеризуются низкой концентрацией носителей заряда  $\sim 2.5 \cdot 10^{21}$  см $^{-3}$  и критической температурой около 2 К. Поскольку в данных образцах считается, что поверхность раздела между фононами в легированном слое и фононами в подложке отсутствует, то можно предположить, что время ухода фононов в подложку значительно короче исследуемого в настоящей работе времени релаксации электронной температуры.

Измерение частотных зависимостей отклика образцов  $\delta V(\omega_m)$  при различных температурах позволило определить механизмы энергетической релаксации между электронной и фононной подсистемами, а также исследовать процессы релаксации в неравновесном состоянии сверхпроводника (Рисунок 3). Основное внимание в данной работе уделялось исследованию температурной зависимости времени релаксации  $\tau(T)$  в присутствии магнитного поля в относительно широком диапазоне температур и в нулевом магнитном поле в узкой температурной области около  $T_c$ .

Можно выделить три различных режима в экспериментальной зависимости  $\tau(T)$ :

*Режим I.* В температурном диапазоне  $0.75T_c < T < 0.95T_c$  зависимость  $\tau(T)$ , представленная на Рисунке 4 для обоих образцов, хорошо описывается степенной функцией  $\tau = \alpha T^{-p}$ , где  $\alpha$  и  $p$  - параметры, зависящие от материала. Экспериментальные зависимости  $\tau(T)$  соответствуют значениям времени 700 нс при 1.7 К и 400 нс при 2.2 К. Экспериментальные значения  $\alpha$  и  $p$  для образца N1 (толщина 300 нм) равны  $1.91$  мкс $\cdot$ К $^p$  и  $1.88 \pm 0.05$ , соответственно, а для образца N2 (толщина 70 нм) -  $1.92$  мкс $\cdot$ К $^p$  и  $2.06 \pm 0.05$ , соответственно. Основным результатом данного исследования заключается в том, что время электрон-фононного рассеяния  $\tau_{e-ph}$  зависит от температуры как  $T^{-2}$ . Такая зависимость предсказывается для пленок с сильным упругим рассеянием (при условии  $l \ll \lambda_T$ ) для случая, когда колебания электронных рассеивателей и атомов кристаллической решетки происходят по-разному. Такое теорети-

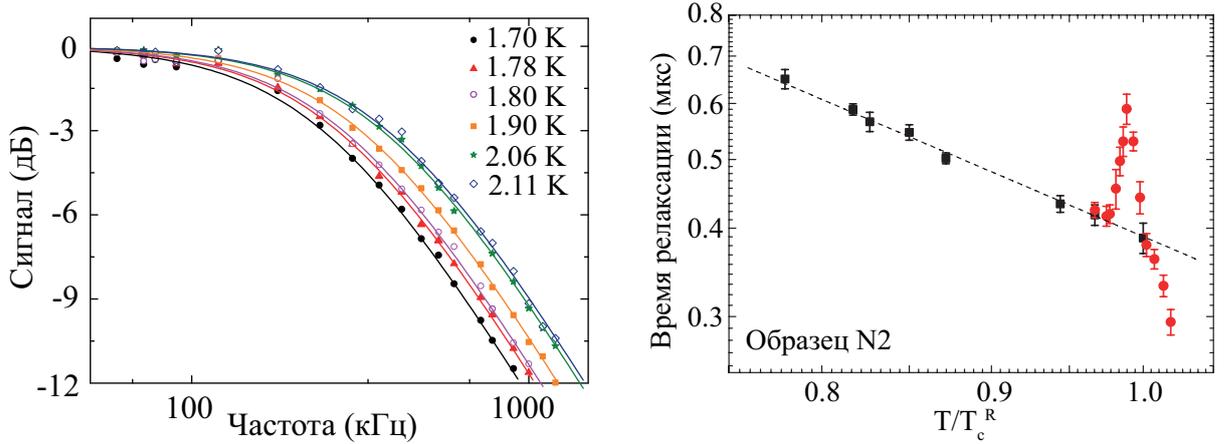


Рис. 3. (а) Частотные зависимости отклика  $\delta V(\omega_m)$  образца N2 при различных температурах. (б) Экспериментальные значения времени энергетической релаксации в легированных бором алмазных пленках. На рисунке представлены экспериментальные результаты, полученные для образца N2 (с толщиной легированного слоя 70 нм).

ческое предположение может быть справедливо для систем, в которых электронные рассеиватели представляют собой статические дефекты (тяжелые примесные атомы или жесткие границы) [4]. В исследуемых образцах длина упругого рассеяния на примесях ( $l = 0.4$  нм) близка к среднему расстоянию между атомами бора, что, в свою очередь, подтверждает идею, что носители заряда рассеиваются на атомах, отличающихся от атомов, формирующих кристаллическую решетку. Однако различие в массах между атомами бора и углерода составляет менее 10%, что не является достаточным условием для подтверждения теоретических предсказаний [4]. Для получения более ясного представления об электронных рассеивателях в данном материале требуется дальнейшее исследование.

*Режим II.* При температурах  $0.95T_c < T < 0.99T_c$  время релаксации  $\tau$  увеличивается и расходится при приближении к  $T_c$  (Рисунок 3(а)). В данном случае время релаксации интерпретируется как время релаксации параметра порядка или время продольной релаксации, известное из неравновесной сверхпроводимости [42]:

$$\tau_L \approx 3.7\tau_E k_B T_c / \Delta \quad (2)$$

где  $\Delta(T \approx T_c) \approx 3.1k_B T_c (1 - T/T_c)^{1/2}$ , где  $T_c$  - критическая температура, при которой параметр порядка полностью подавлен ( $\Delta = 0$ ), и  $\tau_E$  - время неупругой релаксации квазичастицы на поверхности Ферми.

Поскольку время продольной релаксации обратно пропорционально энер-

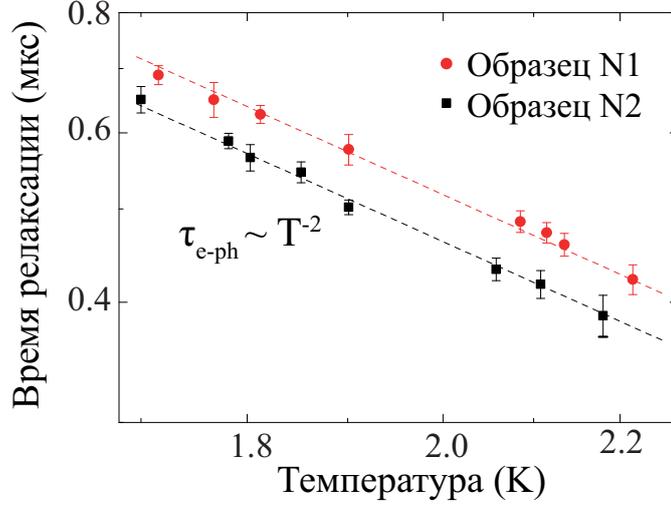


Рис. 4. Зависимость времени релаксации  $\tau$  от температуры в температурном диапазоне  $0.75T_c < T < 0.95T_c$ . Пунктирные линии соответствуют теоретическому предсказанию для  $\tau_{eph}(T)$  в соответствии с работой [4].

гии сверхпроводниковой щели, то для наглядности экспериментальные результаты были перестроены следующим образом (Рисунок 5(a)): на горизонтальной оси указаны значения температуры, на вертикальной оси указаны значения квадрата скорости релаксации  $\tau^{-2}$ . Прямые линии на Рисунке 5(a) соответствуют предположению, что мы наблюдаем время продольной релаксации  $\tau_L$ , которое расходится как  $(1 - T/T_c)^{-1/2}$ . Подобные экспериментальные результаты для  $\tau(T)$  были получены в пленках Nb [34].

Время  $\tau_E$  является характерным временем, за которое неравновесная функция распределения возвращается к первоначальному равновесному распределению Ферми. В работе Каплана и др. [1], данное время  $\tau_E$  связывается с временем электрон-фононного взаимодействия, которое определяется из зависимости сверхпроводниковой щели от энергии в туннельных экспериментах. Однако в общем случае два процесса - электрон-электронное взаимодействие и электрон-фононное взаимодействие - могут быть ответственны за неупругое рассеяние квазичастицы на поверхности Ферми. Оценочные значения  $\tau_E$  при температуре  $T_c^L$  показывают, что  $\tau_E$  соответствуют приблизительно 50 нс для образца N2 (при температуре  $T_c^L = 2.20$  К) и 70 нс для образца N1 (при температуре  $T_c^L = 2.24$  К). Данные значения  $\tau_E$  в несколько раз меньше значений  $\tau_{e-ph}$ , измеренных в *Режиме I* в настоящей работе (при температуре  $T = 2.2$  К значение  $\tau_{e-ph}$  составляет 400 нс). Кроме того оценки времени электрон-электронного рассеяния дают значение порядка 0.2 нс при

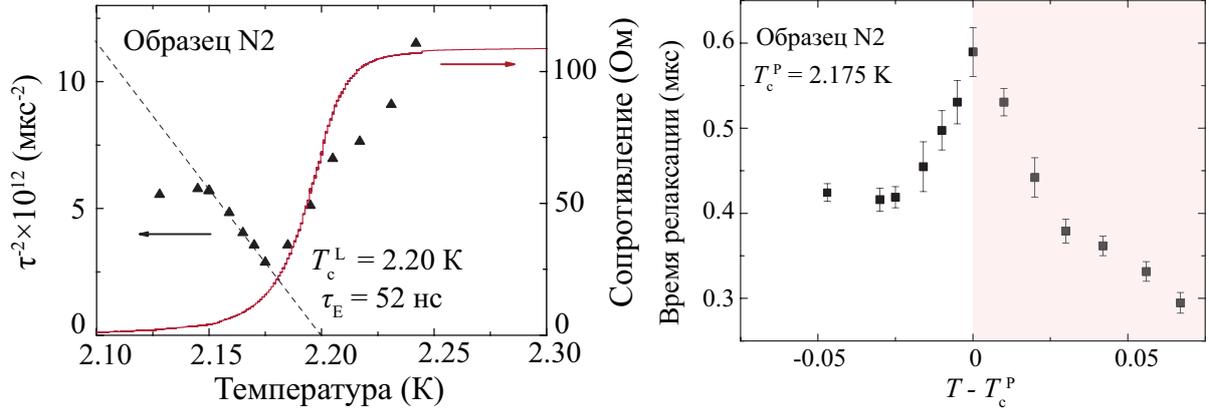


Рис. 5. (а) Квадрат скорости релаксации ( $\tau^{-2}$ ) и сопротивление образца как функции температуры  $T_b$ . Прямые линии соответствуют температурной зависимости времени продольной релаксации как функции  $(T_c/(T_c - T))^{1/2}$ , где  $T_c$  - температура, при которой  $\tau^{-2} = 0$ . (б) Время релаксации как функция температуры  $T - T_c^P$ , где температура  $T_c^P$  соответствует температуре пика между Режимом II и Режимом III. С обеих сторон время релаксации расходится при приближении к  $T_c^P$ .

температуре 2.2 К, что значительно меньше экспериментальных значений  $\tau_E$ . Таким образом, можно считать, что процесс электрон-электронного рассеяния также не играет существенной роли в данном случае, и интерпретация экспериментальных значений  $\tau_E$  остается открытым вопросом.

*Режим III.* При температурах  $0.99T_c < T < 1.02T_c$  время релаксации уменьшается с температурой. Поскольку резистивное сверхпроводящее состояние достаточно близко к сопротивлению в нормальном состоянии, то его следует рассматривать в контексте зависящих от времени флуктуаций параметра порядка с временем жизни:  $\tau_0 = (\pi\hbar)/(8k_B(T - T_c))$ . На Рисунке 5(б) показано, что время релаксации  $\tau$  расходится с обеих сторон при приближении к некоторой температуре  $T_c^P$ . Данная температура  $T_c^P$ , соответствующая пику между Режимом II и Режимом III, может рассматриваться как критическая температура, выше которой возникают сверхпроводниковые флуктуации параметра порядка. Наблюдаемая расходящаяся зависимость  $\tau(T)$  находится в некотором согласии с предполагаемым режимом. Однако, для получения более аккуратных выводов требуется дальнейшее детальное исследование.

**В четвертой главе** «Электрон-фононное взаимодействие в неупорядоченных пленках нитрида титана» представлены экспериментальные результаты исследования электрон-фононного взаимодействия в тонких пленках нитрида титана.

В данной главе представлены результаты исследования отклика сверх-

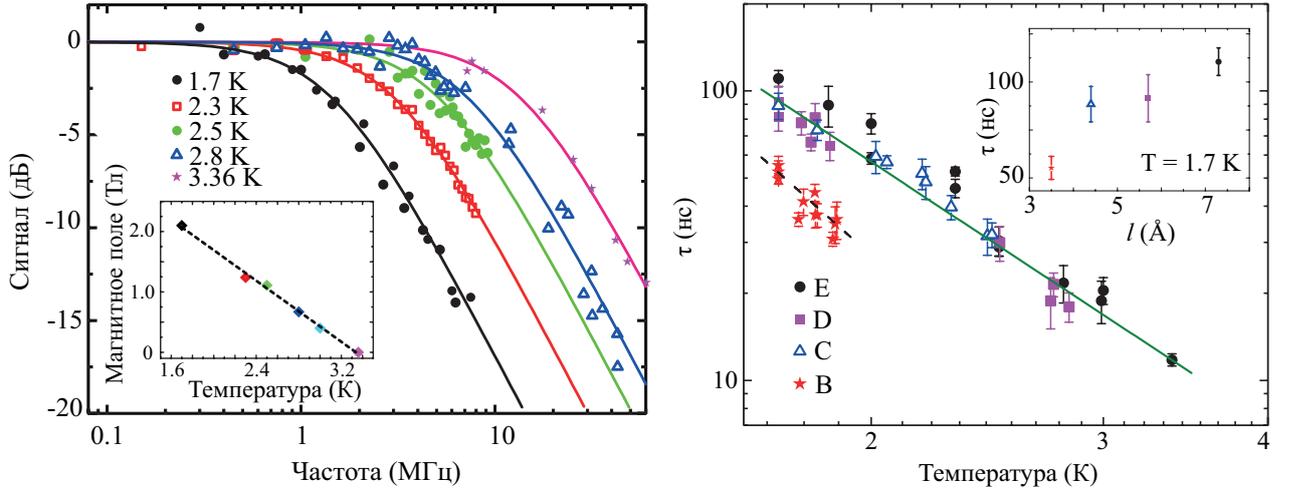


Рис. 6. (а) Частотные зависимости отклика образца при разных температурах. На вкладке рисунка представлены значения магнитного поля, соответствующие заданной рабочей температуре  $T_b$ . (б) Температурные зависимости времени энергетической релаксации для пленок TiN, выращенных методом АСО. На вкладке представлена зависимость времени релаксации от длины свободного пробега при температуре 1.7 К.

проводниковых пленок TiN на поглощение амплитудно-модулированного субмиллиметрового излучения. Измерение частотных зависимостей отклика образцов  $V(\omega_m)$  позволило определить механизмы энергетической релаксации в тонких сверхпроводниковых пленках TiN (Рисунок 6). Исследуемые в данной работе пленки TiN были изготовлены методом магнетронного распыления и методом атомно-слоевого осаждения. Исследование времени релаксации  $\tau$  и зависимости  $\tau(T)$  осуществлялось в присутствии магнитного поля в диапазоне температур  $1.7 \text{ К} < T < 4.2 \text{ К}$ . Основным результатом заключается в том, что время электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$  в пленках TiN зависит от температуры как  $T^{-3}$  (Рисунок 6). Значение времени электрон-фононного взаимодействия достигает 90 нс при температуре 1.7 К. Было обнаружено, что  $\tau_{e-ph}(T)$  не зависит от метода изготовления пленок TiN, от типа подложки, а также от толщины пленки (в диапазоне толщин  $d = 15 - 89 \text{ нм}$ ) и удельного сопротивления (в диапазоне  $\rho = 100 - 253 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ ). Однако, полученные экспериментальные результаты отличаются от теоретических предсказаний  $\tau_{e-ph}(T)$  в случае неупорядоченных материалов. В пленках с сильным упругим рассеянием ( $l \ll \lambda_T$ ), в случае, когда примеси, на которых рассеиваются электроны, колеблются также как и атомы решетки, теория предсказывает ослабление электрон-фононного взаимодействия [2], и ожидается, что  $\tau_{e-ph} \sim T^{-4}$ . В альтернативном случае, когда рассматривает-

ся рассеяние на статических дефектах (тяжелые примеси, границы гранул), теория предсказывает усиление электрон-фононного взаимодействия, и ожидается зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}$  [4]. Тот факт, что мы получили значение  $p = 3$ , а не  $p = 4$  или  $p = 2$ , может быть обусловлен несколькими причинами. Во-первых, значение  $p = 3$  может быть связано с так называемыми промежуточными условиями взаимодействия электронов с поперечными фононами, когда  $q_T l \sim 1$  [4]. Однако для исследуемых пленок TiN выполняется неравенство  $q_T l \ll 1$  в исследуемом температурном диапазоне как для продольной, так и для поперечных фононных ветвей. Во-вторых, температурные зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$ , предсказываемые теорией для чистых и грязных металлов, справедливы только для дебаевского фононного спектра. Реальный фононный спектр в тонких пленках TiN неизвестен и возможно сильно искажен за счет беспорядка в материале или за счет качества согласования пленки с подложкой. В-третьих, для оценки грязного предела и величины скорости релаксации нужны знания о таких параметрах материала, как скорость звука в материале, которые в случае тонких пленок также неизвестны.

**В заключении** сформулированы основные научные результаты, полученные в рамках диссертационной работы.

## Список публикаций

- A1. Kardakova, A. Relaxation of the resistive superconducting state in boron-doped diamond films/A. Kardakova, A. Shishkin, A. Semenov, S. Ryabchun, J. Bousquet, D. Eon, B. Sacépé, Th. Klein, E. Bustarret, G. N. Goltsman, T. M. Klapwijk // принято в печать Physical Review B. - 2015.
- A2. Kardakova A. The electron-phonon relaxation time in thin superconducting titanium nitride films/A. Kardakova, M. Finkel, D. Morozov, V. Kovalyuk, P. An, C. Dunscombe, M. Tarkhov, P. Mauskopf, T. M. Klapwijk, G. N. Goltsman // Applied Physics Letters. - 2013. - Vol.103 - Issue 25. - pp. 252602-1 - 252602-4.
- A3. Kardakova A. Electron-phonon energy relaxation time in thin strongly disordered titanium nitride films/ A. Kardakova, P. C. J. J. Coumou, M. Finkel, D. Morozov, P. An, G. N. Goltsman, T. M. Klapwijk // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. - 2015.- Vol. 25. - Issue 3. - pp. 2400404-1 - 2400404-4.

- A4. Kardakova A. Electron-phonon interaction time in strongly disordered TiN films/ A. Kardakova, P. C. J. J. Coumou, M. Finkel, G. N. Goltsman, T. M. Klapwijk// Conference proceedings «Third international conference on quantum technologies (ICQT)». - 2015. - 13 - 17 July. - P. 135.
- A5. Kardakova A. Energy relaxation time in strongly disordered titanium nitride films/ A. Kardakova, P. C. J. J. Coumou, M. Finkel, D. Morozov, G. N. Goltsman, T. M. Klapwijk // Proceedings «The 4th Russia-Japan-USA Symposium on Fundamental and Applied Problems of Terahertz Devices and Technologies». - 2015. - 9 - 12 June. - pp. 33 - 34.
- A6. Кардакова А. Время электрон-фононного взаимодействия в сильно разупорядоченных пленках нитрида титана/ А. Кардакова, Р. С. Ж. Ж. Суму, М. Финкель, Д. Морозов, Г. Н. Гольцман, Т. М. Кларwijk // Труды XIX международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника». - 2015. - 10 - 14 марта. - с. 40 - 41.
- A7. Кардакова А. Время электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниковых пленках TiN/ А. Кардакова, М. Финкель, Д. Морозов, В. Ковалюк, П. Ан, Г. Н. Гольцман // Труды XVIII международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника». - 2014. - 10 - 14 марта. - с. 47 - 48.

## Список литературы

- [1] Kaplan, S. B. Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors / S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg et al. // Phys. Rev. B. - 1976. - Vol. 14. - P. 4854.
- [2] Schmid, A. Electron-phonon interaction in impure metal / A. Schmid // Z. Physik. - 1973. - Vol. 259. - P. 421.
- [3] Reizer, M. Y. Electron-phonon interaction in impure metals and superconductors / M. Y. Reizer, A. Sergeev // Zh. Eksp. Teor. Fiz. - 1986. - Vol. 90. - Pp. 1056 - 1070.
- [4] Sergeev, A. Electron-phonon interaction in disordered conductors: static and vibrating scattering potentials/ A. Sergeev, V. Mitin // Phys. Rev. B. - 2000. - Vol. 61. - P. 6041.
- [5] Ekimov, E. A. Superconductivity in diamond/ E. A. Ekimov, V.A. Sidorov, E. D. Bauer et al. // Nature. - 2004. - Vol. 428. - P. 542.
- [6] Bustarret, E. Dependence of superconducting transition temperature on the doping level in single crystalline diamond films/ E. Bustarret, J. Kacmarcik, C. Marcenat et al. // Phys. Rev. Lett. - 2004. - Vol. 93. P. 237005.
- [7] Klein, T. Metal-insulator transition and superconductivity in boron-doped diamond/ T. Klein, P. Achatz, J. Kacmarcik et al. // Phys. Rev. B. - 2007. - Vol. 75. - P.165313.
- [8] Gaidarzhy, A. High quality factor gigahertz frequencies in nanomechanical diamond resonators/ A. Gaidarzhy, M. Imboden, P. Mohanty et al. // Appl. Phys. Lett. - 2007. - Vol. 91. - P. 203503.
- [9] Shim, Y. Superconducting-semiconductor quantum devices: from qubits to particle detectors // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. - 2015. - Vol. 21. - P. 9100209.
- [10] Mandal, S. The diamond squid / S. Mandal, T. Bautze, O. A. Williams et al. // ACS Nano.- 2011. - Vol. 5. - Pp. 7144 - 7148.
- [11] Goltsman, G. N. Picosecond superconducting single-photon optical detector/ G. N. Goltsman, O. Okunev, G. Chulkova et al. // Appl. Phys. Lett. - 2001. - Vol. 79. - P. 705.

- [12] Dorenbos, S. N. Low noise superconducting single photon detectors on silicon/ S. N. Dorenbos, E. M. Reiger, U. Perinetti et al. // Appl. Phys. Lett. - 2008. - Vol. 93. - P. 131101.
- [13] Day, P. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays/ P. Day, H. Leduc, B. Mazin et al. // Nature. - 2003. - Vol. 425. - P. 817.
- [14] Leduc, H. Titanium nitride films for ultrasensitive microresonator detectors/ H. Leduc, B. Bumble, P. Day et al. // Appl. Phys. Lett. - 2010. - Vol. 97. - P. 102509.
- [15] Irwin, K. D. Transition-edge sensors/ K. D. Irwin, G. C. Hilton // Cryogenic Particle Detection. - 2005.
- [16] Semenov, A. Design and performance of the lattice-cooled hot-electron terahertz mixer/ A. Semenov, H. Hubers, J. Schubert et al. //J. Appl. Phys. - 2000. - Vol. 5. - Pp. 7144 - 7148.
- [17] Takesue, H. Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors/ H. Takesue, S. W. Nam, Q. Zhang et al. // Nature Photonics. - 2007. - Vol. 1. - P. 343.
- [18] <http://www.esa.int/herschel>.
- [19] <http://www.almaobservatory.org/>.
- [20] Janssen, R. J. High optical efficiency and photon noise limited sensitivity of microwave kinetic inductance detectors using phase readout/ R. J. Janssen, J. Baselmans, A. Endo et al.// Appl. Phys. Lett. - 2013. - Vol. 103. - P. 203503.
- [21] Astafiev, O. Coherent quantum phase slip / O. Astafiev, L. Ioffe, S. Kafanov et al. // Nature. - 2012. - Vol. 97. - P. 355.
- [22] Ranjan, V. Probing dynamics of an electron-spin ensemble via a superconducting resonator/ V. Ranjan, G. de Lange, R. Schutjens et al.// Phys. Rev. Lett. - 2012. - Vol. 110. - P. 067004.
- [23] Mourik, V. Signatures of majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices / V. Mourik, K. Zuo, S. Frolov et al. // Science. - 2012. - Vol. 336. - P. 1003.

- [24] Sambandamurthy, G. Superconductivity-related insulating behaviour/ G. Sambandamurthy, L. Engel, A. Johansson, D. Shahar// Phys. Rev. Lett. - 2004. - Vol. 92. - P. 107005.
- [25] Chand, M. Phase diagram of the strongly disordered s-wave superconductor NbN close to the metal-insulator transition/ M. Chand, G. Saraswat, A. Kamlapure et al. // Phys. Rev. B. - 2012. Vol. 85. - P. 014508.
- [26] Sacepe, B. Disorder-induced inhomogenieties of the superconducting state close to the superconductor-insulator transitions/ B. Sacepe, C. Chapelier, T. Baturina et al. // Phys. Rev. Lett. - 2008. - Vol. 101. - P. 157006.
- [27] Baturina, T. Superconductor-superinsulator transition in thin films: NbTiN versus TiN/ T. Baturina // Invited talk at the International workshop on strongly disordered superconductors and the superconductor-insulator transition. - 2014.
- [28] Mattis, D. Theory of anomalous skin effect in normal and superconducting metals/ D. Mattis, J. Bardeen // Phys. Rev. - 1958. - Vol. 111. - P. 412.
- [29] Driessen, E. F. C. Strongly disordered TiN and NbTiN s-wave superconductors probed by microwave electrodynamics/ E. F. C. Driessen, P. C. J. J. Coumou, R. R. Tromp et al.// Phys. Rev. Lett. - 2012. - Vol. 109. - P. 107003.
- [30] Coumou, P.C. J. J. Microwave properties of superconducting atomic-layer deposited TiN films/ P.C. J. J. Coumou, M. R. Zuiddam, E. F. C. Driessen et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. - 2013. - Vol. 23. - P. 7500404.
- [31] Bueno, J. Anomalous response of superconducting titanium nitride resonators to terahertz radiation/ J. Bueno, P.J. Coumou, G. Zheng et al.// Appl. Phys. Lett. - 2014. - Vol. 105. - P. 192601.
- [32] Bergman, G. Weak localization in thin films a time-of-flight experiment with conduction electrons/ G. Bergmann // Phys. Rep. - 1984. - Vol. 107. - Pp. 1- 58.
- [33] Lin, J. J. Recent experimental studies of electron dephasing in metal and semiconductor mesoscopic structures/ J. J. Lin, J. P. Bird // J. Phys.: Condens. Matter. - 2002. - Vol. 14. - P. R501.

- [34] Gershenzon, E. M. Electron-phonon interaction in ultrathin Nb films / E. M. Gershenzon, M. E. Gershenzon, G. N. Goltsman et al. // ЖЭПТ. - 1990. - Vol. 70. - P. 505.
- [35] Берлин, Е. В. Вакуумная технология и оборудование для нанесения и травления тонких пленок /Е. В. Берлин, С. А. Двинин, Л. А. Двинин // - Москва: Техносфера. - 2007.
- [36] Visser, M. R. Characterization and in-situ monitoring of substoichiometric adjustable superconducting critical temperature titanium nitride growth / M. R. Visser, J. Gao, J. S. Kline et al. // Thin Solid Films. - 2013. - Vol. 548. - P. 485.
- [37] Hadacek, N. Double reentrant superconductor-insulator transition in thin TiN films / N. Hadacek, M. Sanquer, J.-C. Villegier // Phys. Rev. B. - 2004. - Vol. 69. - P. 024505.
- [38] Ohya, S. Room temperature deposition of sputtered TiN films for superconducting coplanar waveguide resonators/ S. Ohya, B. Chiaro, A. Megrant et al. // Supercond. Sci. Tech. - 2014. - Vol. 27. - P. 015009.
- [39] Miikkulainen, V. Crystallinity of inorganic films grown by atomic layer deposition: Overview and general trends / V. Miikkulainen, M. Leskela, M. Ritala, R. Puurunen //J. Appl. Phys. - 2013. - Vol. 113. - P. 021301.
- [40] Achatz, P. Isotopic substitution of boron and carbon in superconducting diamond epilayers grown by MPCVD/ P. Achatz, F. Omnes, L. Ortega et al. // Diamond and Related Materials. - 2010. - Vol. 19. - P. 814.
- [41] Achatz, P. Superconductivity in diamond and related material/ P. Achatz //Condensed Matter: Universite Joseph-Fourier - Grenoble I. - 2008.
- [42] Tinkham, M. Introduction to Superconductivity / M. Tinkham // McGraw-Hill, New York. - 1966.