## ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ "МОСКОВСКИЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ"

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

### ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель д. ф.-м. н., проф. Гольцман Г.Н.

## Содержание

Введен	ние		8	
Глава	1. Кин	нетика процессов энергетической релаксации в тон-		
ких	пленка	ах сверхпроводников и нормальных металлов	20	
1.1.	Механи	измы энергетической релаксации в тонких металличе-		
	ских п.	ленках	21	
	1.1.1.	Электрон-электронное рассеяние	21	
	1.1.2.	Электрон-фононное взаимодействие	22	
1.2.	Процес	ссы релаксации в сверхпроводниковых пленках	30	
1.3.	Обзор	экспериментальных работ по исследованию зависимости		
	$ au_{e-ph}(T)$	<sup>¬</sup> ) в тонких пленках	35	
1.4.	Выбор	объекта исследования и постановка задачи исследования	38	
Глава	2. Me	годики измерения свойств сверхпроводниковых пле	-	
нок	и техн	ологии изготовления исследуемых образцов	40	
2.1.	Методики измерения основных характеристик сверхпроводни-			
	ковых	пленок	41	
	2.1.1.	Определение поверхностного сопротивления и удельно-		
		го сопротивления пленок в нормальном состоянии	41	
	2.1.2.	Исследование зависимости сопротивления пленок от тем-		
		пературы и определение плотности критического тока.	42	
	2.1.3.	Определение коэффициента электронной диффузии в		
		сверхпроводниковых пленках	46	
2.2.	Метод	определения времени энергетической релаксации элек-		
	тронов	в сверхпроводниковых пленках	47	
	2.2.1.	Выбор метода и обоснование	47	

	2.2.2.	Общее описание метода определения времени энергети-					
		ческой релаксации и модели электронного разогрева в					
		сверхпроводниковых пленках					
	2.2.3.	Описание экспериментальной установки					
2.3.	Описа	ание технологии изготовления образцов 66					
	2.3.1.	Технология нанесения тонких сверхпроводниковых пле-					
		нок нитрида титана					
	2.3.2.	Сверхпроводниковые алмазные пленки, легированные					
		атомами бора (C:B)					
Глава	3. Ис	следование процессов энергетической релаксации					
элеі	строно	в в сверхпроводниковых алмазных пленках, леги-					
рова	анных	бором					
3.1.	Экспе	риментальные результаты					
3.2.	Обсуж	Обсуждение экспериментальных результатов					
	3.2.1.	Резистивное состояние сверхпроводниковой пленки 88					
	3.2.2.	Режим I					
	3.2.3.	Режим II					
	3.2.4.	Режим III					
3.3.	Вывод	цы к главе					
Глава	4. Эл	ектрон-фононное взаимодействие в неупорядочен-					
ных	пленк	ах нитрида титана					
4.1.	Экспе	риментальные результаты					
	4.1.1.	Исследование пленок TiN, осажденных методом магне-					
		тронного распыления					
	4.1.2.	Исследование пленок TiN, изготовленных методом атомно-					
		слоевого осаждения					

4.2.	Обсуждение экспериментальных результатов
4.3.	Выводы к главе
Заклю	<b>чение</b>
Списов	с публикаций
Литера	атура

## Список сокращений

В тексте работы и на рисунках используются следующие сокращения и обозначения:

- СКВИД superconducting quantum interference device (сверхпроводящий квантовый интерферометр);
- SSPD superconducting single photon detector (сверхпроводниковый однофотонный детектор видимого и инфракрасного диапазонов);
- KID kinetic inductance detector (детектор на кинетической индуктивности);
- TES transition edge sensor (детекторы на краю перехода);
- HEB hot-electron bolometer (болометрический приемник на эффекте электронного разогрева в сверхпроводящих пленках);
- $\Delta$  энергетическая щель сверхпроводника;
- $k_B$  постоянная Больцмана;
- $\hbar$  постоянная Планка;
- *n* концентрация носителей заряда;
- $\rho$  удельное сопротивление;
- $R_{\Box}$  поверхностное сопротивление тонкой пленки;
- *D* коэффициент диффузии;
- *l* длина свободного пробега;
- $N_0$  плотность состояний на уровне Ферми;

- $T_c$  критическая температура;
- $j_c$  плотность критического тока;
- $T_e$  эффективная электронная температура;
- *T*<sub>ph</sub> температура фононов;
- $T_b$  температура термостата;
- $p_F$  импульс Ферми;
- $k_F$  волновой вектор Ферми;
- $v_F$  скорость Ферми;
- $\varepsilon_F$  энергия Ферми;
- к обратная дебаевская длина экранирования;
- $u_s$  скорость звука в материале;
- $\lambda_T$  длина волны теплового фонона;
- $\rho_m$  плотность материала;
- а постоянная решетки;
- $c_e$  электронная теплоемкость;
- $c_{ph}$  фононная теплоемкость;
- $\tau_{e-ph}$  время электрон-фононного взаимодействия;
- $\tau_{ee}$  время электрон-электронного рассеяния;
- $au_{esc}$  время ухода неравновесных фононов в подложку;

- $au_E$  время неупругой релаксации электрона на поверхности Ферми;
- $\tau_L$  время релаксации параметра порядка;
- $\tau_S$  время рассеяния квазичастиц на фононах;
- $\tau_R$  время рекомбинации квазичастиц в куперовские пары;
- $\tau_{\phi}$  время релаксации фазы волновой функции;
- $\tau_0$  время релаксации сверхпроводниковых флуктуаций;
- *p* показатель степени в температурной зависимости времени электронфононного взаимодействия.

## Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию процессов энергетической релаксации неравновесного резистивного состояния в сверхпроводниковых пленках нитрида титана (TiN) и легированных бором пленках алмаза (С:В). 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 обусловлено 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, релаксацие 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 детектров электромагнитного (ЭМ) излучения. В работе отражены результаты исследований, проведенных в 2011 –

2015, в рамках проектов, в которых автор являлся одним из основных исполнителей грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант №10-02-92618); Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт № 14.В25.31.0007).

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 квазичастиц 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. В частности, разные теории предсказывают разные значения показателя степени *p* в температурной зависимо-

9

сти времени электрон-фононного взаимодействия ( $\tau_{e-ph} \propto T^{-p}$ , где p может принимать значения от 2 до 4) [2–4], которые зависят от свойств беспорядка и поляризации фононов. Кроме того, теоретические исследования электронфононного взаимодействия в разупорядоченных металлах построены на предположении, что спектр фононов является дебаевским. В действительности в тонких пленках фононный спектр неизвестен и может быть сильно искажен по сравнению с объемным материалом из-за акустического взаимодействия материалов пленки и подложки.

Для экспериментального исследования теоретических предсказаний нужен объект со свойствами, в наибольшей степени удовлетворяющими теоретическим допущениям. В качестве такого объекта, для дальнейшего исследования, были выбраны сверхпроводниковые алмазные пленки, легированные примесями бора. В 2004 году в данном материале была обнаружена сверхпроводимость [5, 6], обусловленная высокой степенью легирования атомами бора. Атомы бора формируют акцепторный уровень, который расположен близко к потолку валентной зоны (0.35 эВ, ширина запрещенной зоны в алмазе порядка 5.5 эВ). При концентрации атомов бора ( $n_B = 10^{17} - 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) алмаз становится полупроводником. Если концентрация примесей превышает критическое значение порядка  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, то в системе возникает переход диэлектрик-металл [7]. При концентрациях, превышающих значение  $5 \times 10^{20}$ см<sup>-3</sup> при низких температурах наблюдается сверхпроводимость, и критическая температура T<sub>c</sub> повышается при увеличении концентрации носителей. Открытие сверхпроводимости 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 вплоть до магнитных полей порядка порядка 4 Т, то перспективным направлением является разработка СКВИД- технологий [10].

Существенной особенностью сверхпроводниковых пленок алмаза (которые выращены на алмазной подложке [6]) является отсутствие теплового сопротивления на границе между пленкой и подложкой, что позволяет рассматривать легированный слой и подложку как единую фононную систему с известным фононным спектром, а это, в свою очередь, позволяет исследовать неравновесные процессы в чистом виде. Кроме того, атомы бора обеспечивают не только носители заряда, но и, вероятно, играют главную роль в их рассеянии [4]. Поскольку многочисленные экспериментальные исследования электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных тонких пленках дают крайне противоречивые результаты, то сверхпроводниковые алмазные пленки являются перспективным объектом для исследования процесса электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах в силу особенностей свойств данного материала.

С другой стороны, большой практический интерес существует к неупорядоченным сверхпроводниковым материалам (таким как TiN, NbN, TaN), характеризующимся высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии. Прежде всего, это связано с востребованностью данных материалов для разработки сверхчувствительных детекторов ЭМ излучения. Выбор материалов с высоким удельным сопротивлением обеспечивает 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), использующие тонкие пленки 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 из тонкой пленки сверхпроводникового NbN [16]. Каждый из перечисленных типов детекторов уже завоевал свою нишу: SSPD являются коммерчески доступными и используются в оптических и телекоммуникационных линиях для реализации квантовых криптографических систем и квантовых вычислений [17–19], MKID и TES-детекторы подходят для построения многоэлементных матриц детекторов [13, 15], а НЕВ-детекторы не имеют аналогов как приборы для спектроскопии высокого разрешения в дальнем ИК (терагерцовом) диапазоне частот [16].

Интерес к сверхпроводниковым пленкам TiN, в частности, связан прежде всего с перспективностью данного материала для создания многоэлементных матриц дальнего ИК диапазона на основе KID-детекторов, что является на настоящий момент одной из основных прикладных задач в проектах космической и наземной астрономии [20], [21]. Детекторы на кинетической индуктивности рассматриваются как одна из самых перспективных технологий для решения такой задачи [22]. Ключевым 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 KIDдетектора:  $F = \alpha_{sc} \tau_{qp} Q_i f_{res} / (N_0 V)$ , где  $\alpha_{sc}$  – параметр, характеризующий кинетическую индуктивность материала,  $au_{qp}$  – время жизни квазичастиц, определяемое процессом рекомбинации неравновесных квазичастиц в куперовские пары,  $Q_i$  – добротность резонатора,  $f_{res}$  – одна из собственных частот резонатора, N<sub>0</sub> - 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 [23]. Кроме того, пленки с высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии являются ключевым элементом гибридных сверхпроводниковых/спиновых систем для квантовых вычислений [24] и устройств, связанных с исследованием Майорановской физики [25], в которых сверхпроводник используется в сочетании с большим магнитным полем.

Стоит отметить, что одним из ключевых факторов, определяющих выбор тонких сверхпроводниковых пленок TiN для разных практических применений, является высокое удельное сопротивление в нормальном состоянии, которое обусловлено высокой степенью беспорядка в системе. При этом предполагается, что сверхпроводящие свойства материала (в частности, параметр порядка) остаются пространственно однородными, однако данный факт не всегда соответствует действительности. В сильно неупорядоченных сверхпроводниковых пленках, таких как InO, NbN, TiN и NbTiN, при увеличении степени беспорядка в системе наблюдается переход сверхпроводник-диэлектрик [26–29]. Вблизи данного перехода в тонких сверхпроводниковых пленках TiN было обнаружено, что постепенное увеличение беспорядка приводит к росту пространственного неоднородного сверхпроводящего состояния [28]. Более того, систематическое исследование электродинамического отклика сверхпроводящих резонаторов на основе TiN указывает на отклонения в поведении пленок TiN от традиционной теории Маттиса - Бардина, описывающей поглощение электромагнитного излучения сверхпроводниковыми пленками [30], а также на отклонения от поведения традиционных сверхпроводников с низким удельным сопротивлением в нормальном состоянии, таких как пленки

13

Al [31–33]. Таким образом, такие особенности сверхпроводниковых свойств в неупорядоченных материалах также должны приниматься во внимание при разработке устройств на их основе.

При разработке практических устройств существенную роль играют процессы энергетической релаксации в материале. В частности, от данных процессов зависят шумовые характеристики детекторов, время декогеренции в кубитах. Для успешного развития практических устройств необходимо более ясное представление о процессах энергетической релаксации в материале. Конечно, в силу сложности свойств такого объекта, зависящих от беспорядка и фононного спектра, исследование не позволит внести ясности в понимание процессов электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченном материале. С другой стороны, точное знание особенностей процесса электрон-фононного взаимодействия в данном материале 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 особенностей электрон-фононного взаимодействия в пленках TiN.

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

Для реализации этой цели были поставлены следующие задачи:

- 1. Исследование процессов релаксации резистивного состояния в пленках алмаза, легированных бором, в режиме  $\Delta \gg k_B T$  в широком диапазоне температур с использованием внешнего магнитного поля и в режиме  $\Delta \ll k_B T$  в узком температурном диапазоне вблизи  $T_c$  в нулевом магнитном поле.
- 2. Исследование процессов релаксации резистивного состояния в пленках

TiN, изготовленных методами магнетронного распыления и атомно-слоевого осаждения, в широком температурном диапазоне с использованием внешнего магнитного поля.

Объектами исследования являлись тонкие сверхпроводниковые пленки TiN, осаждённые методом магнетронного распыления (с толщинами 15 нм – 80 нм и удельным сопротивлением  $\rho \approx 100$  мкОм·см); тонкие сверхпроводниковые пленки TiN, выращенные методом атомно-слоевого осаждения (с толщинами 11 нм – 89 нм и удельным сопротивлением в диапазоне 356 мкОм·см – 120 мкОм·см, соответственно); сверхпроводниковые пленки алмаза, легированные атомами бора (с толщинами 70 нм и 300 нм и удельным сопротивлением  $\rho \approx 1500$  мкОм·см).

Предметом исследований являлись механизмы релаксации электронной температуры в указанных структурах, технология создания тонких сверхпроводниковых пленок TiN, включающая процессы осаждения и структурирования тонких сверхпроводниковых пленок.

**Методы исследования** В работе использовались следующие методы исследования:

- *технологические*: метод магнетронного распыления металлических пленок, фотолитография, электронная литография, метод плазмохимического, химического и ионного травлений, электронная просвечивающая микроскопия, рентгенодифракционный анализ;
- измерительные: метод определения критической температуры сверхпроводниковых пленок, метод определения коэффициента диффузии, метод определения времени релаксации сопротивления, основанный на поглощении амплитудно-модулированного субТГц излучения.

Все исследования проводились при температурах в диапазоне 1.7 К – 4.2 К с использованием жидкого гелия.

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 (HEB). 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

Новые научные результаты, полученные в ходе выполнения данной работы:

- исследована температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия в пленках С:В в диапазоне температур 1.7 К – 2.2 К;
- исследовано время релаксации параметра порядка и его температурная зависимость в пленках С:В в узком температурном диапазоне вблизи T<sub>c</sub>;
- 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.

#### 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 τ<sub>e-ph</sub> ~ T<sup>-2</sup>, 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<sub>c</sub> < T < 0.99T<sub>c</sub> и в нулевом магнитном поле увеличивается и расходится при приближении к T<sub>c</sub> (T<sub>c</sub> ≈ 2.2 K), что соответствует времени релаксации параметра порядка τ<sub>L</sub> при симметричном распределении неравновесных квазичастиц по ветвям спектра возбуждений. Значение времени энергетической релаксации τ<sub>E</sub> в данном процессе составляет ~50 нс при T = 2.2 K.
- 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<sub>c2</sub>(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 плен-

ках TiN, полученных методом атомно-слоевого осаждения (в диапазоне удельных сопротивлений  $\rho \approx 120$  - 250 мкОм·см).

Достоверность полученных результатов и обоснованность выводов подтверждаются воспроизводимостью наблюдавшихся результатов при многократном повторении измерений на различных образцах. Кроме того, некоторые экспериментальные результаты согласуются с экстраполяцией экспериментальных данных, полученных при субкельвиновых температурах.

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 «Нанофизика и наноэлектроника» (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 Московского педагогического государственного университета.

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 неравновесных носителей в тонких 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 носителей 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.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка публикаций автора и библиографии. Общий объем диссертации - 141 страница, из них 124 страницы текста, включая 24 рисунка и 7 таблиц. Библиография включает 149 наименований на 17 страницах.

Во введении сформулированы цель и задачи диссертационной работы, обусловлена ее актуальность, представлены защищаемые положения, научная новизна, выбор объекта и методов исследования, практическая значимость работы.

В первой главе представлен обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию неравновесных процессов в металлических и сверхпроводниковых пленках, содержащих примеси.

Во второй главе представлены методики и методы исследования, технологические маршруты получения сверхпроводниковых пленок, являющихся объектами исследований.

В третьей главе представлены экспериментальные результаты по исследованию процессов релаксации неравновесного резистивного состояния в пленках алмаза, легированного бором.

В четвертой главе представлены экспериментальные результаты по исследованию электрон-фононного взаимодействия в пленках нитрида титана.

В заключении сформулированы основные научные результаты.

19

## Глава 1

## Кинетика процессов энергетической релаксации в тонких пленках сверхпроводников и нормальных металлов

В данной главе представлена общая картина процессов энергетической релаксации неравновесных носителей в сверхпроводниках и нормальных металлах, при этом основное внимание уделяется времени протекания данных процессов. В параграфе 1.1 рассматриваются процессы передачи энергии в нормальных металлах, такие как процессы электрон-электронного и электрон-фононного рассеяния. В настоящем параграфе основное внимание уделяется процессам энергетической релаксации в неупорядоченных металлах, в которых существенную роль также играет рассеяние на примесях, дефектах и поверхностных границах. В параграфе 1.2 представлено описание процессов энергетической релаксации в сверхпроводниковых пленках. При низких температурах ( $T \ll T_c$ ) данные процессы связаны с неупругим рассеянием квазичастиц на фононах и рекомбинацией квазичастиц в куперовские пары с соответствующим испусканием фононов. Однако при температурах, близких к Т<sub>c</sub>, данные процессы определяются электрон-фононным взаимодействием при  $T = T_c$ , соответствующем нормальному состоянию. В параграфе 1.3 представлен обзор экспериментальных работ по исследованию температурной зависимости времени электрон-фононного взаимодействия в нормальных металлах. В параграфе 1.4 на основе теоретического и экспериментального обзора поставлены задачи данного диссертационного исследования.

## 1.1. Механизмы энергетической релаксации в тонких металлических пленках

Среди механизмов энергетической релаксации в нормальных металлах наиболее важными считаются электрон-электронное рассеяние и рассеяние электронов на фононах.

#### 1.1.1. Электрон-электронное рассеяние

Процесс рассеяния соответствует передачи импульса и энергии при взаимодействии частиц. В чистом объемном металле, когда рассматривается баллистическое движение электрона, время энергетической релаксации электронов на поверхности Ферми за счет электрон-электронного взаимодействия определяется как [34, 35]:

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \frac{\pi^4}{64} \frac{\kappa}{p_F} \frac{k_B T^2}{\hbar \varepsilon_F} \propto \frac{k_B T^2}{\hbar \varepsilon_F},\tag{1.1}$$

где  $\kappa^2 = 4\pi e^2 N_0.$ 

В неупорядоченном металле (с короткой длиной упругого рассеяния электрона, l < 1 нм) электрон-электронное взаимодействие изменяется по сравнению с чистым случаем, так как из-за примесного рассеяния движение электронов становится диффузионным. В таком случае вероятность электрон-электронных столкновений определяется также размерностью системы, которая зависит от соотношения геометрических размеров объекта и характерной длины  $L_T = \sqrt{\hbar D/(k_B T)}$ , так называемой тепловой диффузионной длины. Данная длина определяет масштаб, на котором электроны теряют когерентность в результате теплового размытия их энергии [36].

В трехмерном случае, когда  $d > L_T$ , время электрон-электронного рас-

сеяния определяется как [35, 37]:

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = c \frac{1}{k_F l} \frac{(k_B T)^{3/2}}{\epsilon_F \sqrt{\hbar \tau}},\tag{1.2}$$

где  $c = (3\sqrt{3\pi})/16\zeta(3/2)(\sqrt{8}-1) \cong 2.75, \tau = l^2/3D$  - время упругого рассеяния и l - длина свободного пробега электронов. В неупорядоченном металле скорость рассеяния за счет электрон-электронного взаимодействия значительно усиливается по сравнению с чистым случаем [37, 38].

В случае тонких неупорядоченных пленок, когда  $d < L_T$ , скорость электрон-электронного рассеяния определяется как [39, 40]:

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \frac{e^2 R_{\Box} T}{2\pi} ln\left(\frac{\pi}{e^2 R_{\Box}}\right),\tag{1.3}$$

где  $R_{\Box} = \rho_n/d$  – поверхностное сопротивление тонкой пленки. Подобное выражение для  $\tau_{ee}^{-1}$  в тонких неупорядоченных пленках было также предсказано в работе [41].

#### 1.1.2. Электрон-фононное взаимодействие

Рассеяние электрона на колебаниях кристаллической решетки описывается в терминах поглощения и испускания фононов движущимся электроном. Фононы представляют собой квазичастицы, описывающие возбуждения кристаллической решетки с некоторым законом дисперсии  $\omega = \omega_s(q)$ , где q – квазиимпульс фонона,  $\omega$  – его частота, а индекс *s* нумерует различные ветви фононного спектра (акустические, оптические, продольные, поперечные). Процесс рассеяния соответствует передаче импульса и энергии от электрона колебаниям решетки и наоборот.

Теория электрон-фононного взаимодействия хорошо разработана и понятна для объемных и чистых металлов, в которых длина свободного пробега электронов существенно превышает длину волны тепловых фононов. Однако во многих экспериментальных ситуациях исследование электрон-фононного взаимодействия осуществляется в тонких металлических пленках (с толщинами порядка 10 - 100 нм). В данном случае присутствие примесей, дефектов и границ раздела оказывает сильное влияние на электрон-фононное взаимодействие. В тонких неупорядоченных пленках, помимо чистого электрон-фононного взаимодействия, существуют и другие процессы рассеяния, такие как процессы упругого и неупругого рассеяния электронов на примесях. Эти механизмы интерферируют между собой и значительно модифицируют электрон-фононное взаимодействие по сравнению с чистым случаем.

#### Электрон-фононное взаимодействие в чистом объемном металле

Процесс электрон-фононного рассеяния состоит в том, что электрон, находящийся в состоянии с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и энергией  $E_k$ , поглощает или испускает фонон (с волновым вектором  $\mathbf{q}$  и энергией  $\hbar\omega_q$ ) и переходит в состояние с волновым вектором  $\mathbf{k}' = \mathbf{k} \pm \mathbf{q}$  и энергией  $E_{k'}$ . При низких температурах можно пренебречь процессами переброса, так как импульс фонона мал, и, следовательно, квазиимпульс электрона меняется слабо. Используя золотое правило Ферми, можно записать скорость рассеяния электрона из состояния с волновым вектором  $\mathbf{k}$  в состояние с  $\mathbf{k}' = \mathbf{k} \pm \mathbf{q}$  при одновременном поглощении (испускании) фонона:

$$\tau_{kk'}^{-1} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \{ \delta(E_k - E_{k'} - \hbar\omega_q) [1 - f(E_{k'})] [n(q) + 1] - \delta(E_k - E_{k'} + \hbar\omega_q) [1 - f(E_{k'})] n(q) \} dq^3.$$
(1.4)

Первое слагаемое в правой части выражения записано для случая рассеяния электрона с испусканием фонона, а второе слагаемое – для случая с поглощением фонона. Величина  $M^2$  представляет собой квадрат матричного элемента электрон-фононного взаимодействия. Функция  $f(E_k)$  представляет собой распределение Ферми-Дирака для электронов, n(q) - распределение Бозе-Эйнштейна для фононов. Множитель  $[1 - f(E_{k'})]$  показывает, что конечное состояние для электрона с волновым вектором k' свободно, а множители [n(q) + 1] и n(q) соответствуют спонтанному испусканию и поглощению фонона, соответственно.

Электрон-фононное взаимодействие вызвано колебаниями решетки, которые приводят к отличной от нуля локальной плотности заряда, что, в свою очередь, приводит к изменению энергии электрона. Для электрон-фононного взаимодействия удобным приближением является приближение скалярного деформационного потенциала [42], который связывает изменение уровня Ферми  $\Delta \varepsilon_F$  с локальным изменением объема элементарной ячейки  $\Delta V/V$ :

$$\Delta \varepsilon_F = \varepsilon_F - \varepsilon_F^0 = -\frac{2}{3} \varepsilon_F \frac{\Delta V}{V}.$$
(1.5)

Для чистого металла при температурах, меньших температуры Дебая, взаимодействие электронов происходит только с низко энергичными акустическими фононами. В приближении скалярного деформационного потенциала существенное значение при взаимодействии имеет только продольная ветвь акустических фононов, и амплитуда локального изменения объема элементарной ячейки может быть записана как  $|\Delta V|/V = \sqrt{\hbar q/2\rho\Omega u_s}$ , и квадрат матричного элемента в формуле 1.4 оказывается равным  $M^2 = \frac{\hbar q}{2\rho u_s\Omega} \left(\frac{2\varepsilon_F}{3}\right)^2$ , где  $\rho_m$  и  $\Omega$  – это плотность и объем металла, соответственно,  $u_s$  – скорость звука в материале. Таким образом, при температурах, много меньших температуры Дебая, температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}(T)$  для электрона на уровне Ферми при температуре Tпропорциональна  $T^{-3}$  [35, 42]:

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{7\zeta(3)}{8\pi\hbar u_s^4 v_F \rho_m \Omega} \left(\frac{2\varepsilon_F}{3}\right)^2 \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^3.$$
(1.6)

Выражение (1.6) получено при допушении, что электроны и фононы в металле описываются соответствующими распределениями с хорошо определенными эффективными температурами  $T_e$  и  $T_{ph}$ . Также предполагается, что закон дисперсии электрона квадратичен.

Считается, что в чистом металле электроны взаимодействуют только с продольными фононами. Однако, в работе [43] было показано, что при низких температурах (порядка 100 мК) нужно учитывать и поперечные фононы. В данной работе [43] скорость электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}^{-1}(T)$ была рассчитана с учетом вклада продольных и поперечных акустических фононов:

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{7\zeta(3)\beta_l}{(k_F u_l)^2} \left[ 1 + \frac{16}{\pi^2} \left(\frac{u_l}{u_t}\right)^4 \right] \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^3, \tag{1.7}$$

где параметр  $\beta_l = \left(\frac{2\varepsilon_F}{3}\right)^2 \frac{N_0}{2\rho u_l^2}$  характеризует взаимодействие электрона с продольными фононами,  $u_l$  – скорость звука для продольных фононов,  $u_t$  – скорость звука для поперечных фононов,  $N_0$  - плотность состояний на уровне Ферми. В работе [43] также указано, что влияние поперечных фононов может оказаться существенным в области температур  $T_2 < T < T_1$ , где  $T_1 = \frac{u_t}{c}\sqrt{v_F\kappa^2 u_t}$  и  $T_2 = u_t l^{-1}$ . При температурах  $T > T_1$  считается, что электроны взаимодействуют только с продольными фононами. Согласно выражению (1.7) взаимодействие электронов с поперечными фононами приводит к увеличению  $\tau_{e-ph}^{-1}$  приблизительно в 15 - 20 раз в сравнении со случаем, рассматривающем рассеяние электронов только на продольных фононах.

#### Электрон-фононное взаимодействие в неупорядоченном металле

Теоретически электрон-фононное время в неупорядоченных металлах исследовалось рядом авторов в течение нескольких десятилетий, однако были получены достаточноно противоречивые теоретические предсказания. В частности, предсказываются различные зависимости  $\tau_{e-ph}(T) \sim T^{-p}$ , в которых показатель степени *p* может принимать значения от 2 до 4.

Электрон-фононное взаимодействие в тонких неупорядоченных пленках рассматривается в диффузионном пределе, когда длина свободного пробега электрона l меньше длины волны теплового фонона  $\lambda_T = \hbar u / k_B T$ . Впервые проблема электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах косвенно была рассмотрена А. Пиппардом [44]. В работе [44] была рассчитана скорость поглощения ультразвука в присутствии беспорядка. При низких температурах и низких частотах, этот процесс определяется взаимодействием фононов с электронами и характеризуется временем фонон-электронного рассеяния  $au_{ph-e}$ . Данный результат можно применить к теоретическому расчету времени электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$ , используя условие детального равновесия между электронной и фононной подсистемами:  $c_e/ au_{e-ph} = c_{ph}/ au_{ph-e}$ , где  $c_e$  и  $c_{ph}$  - электронная и фононная теплоемкости, соответственно. В работе [44] был сделан вывод, что в случае  $q_T l \ll 1$  (где  $q_T = \lambda^{-1}$  – волновой вектор теплового фонона) электрон-фононное взаимодействие ослабляется в q<sub>T</sub>l раз по сравнению с чистым случаем. Это обусловлено тем, что система имеет тенденцию поддерживать зарядовую нейтральность, и возникает увлечение фононов. Условие  $q_T l \ll 1$  встречается в литературе как условие неэффективности Пиппарда [2, 45] и интерпретируется следующим образом. Малая длина свободного пробега *l* в неупорядоченных системах накладывает неопределенность на волновой вектор электрона k, так что  $\Delta k \sim l^{-1}.$ Следовательно, если при рассеянии волновой вектор электронаk

меняется на величину, меньшую чем  $\Delta k$ , то первоначальное и конечное состояние электрона неразличимы в пределах данной неопределенности. Это равнозначно тому, что электрон не рассеялся. Таким образом, фононы со значениями волнового вектора  $q_T \ll l^{-1}$  могут рассматриваться как неэффективные и исключаются из процесса рассеяния.

В дальнейшем проблема электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах исследовалась в работах А. Шмита [2] и Й. Раммера и А. Шмита [46]. Ключевое предположение в данных работах состоит в том, что рассеивающий потенциал дефектов и примесей полностью увлекается фононами, т.е. примесные атомы двигаются также как и атомамы решетки. При таком предположении, было найдено, что электрон-фононное взаимодействие, в случае  $q_T l \ll 1$ , также существенно ослабляется по сравнению с чистым случаем и определяется как:

$$\tau_{e-ph}(T)^{-1} \sim q_T l\left(\frac{1}{\tau_{e-ph}^0}\right) \propto T^4 l.$$
(1.8)

Данный результат соответствует теоретическими предсказаниями А. Пиппарда [44], а также независимо подверждается в работах [3, 4].

Однако в случае рассеяния электронов на колеблющихся примесях, когда колебания примесей незначительно отличаются от колебаний атомов, формирующих решетку, теория предсказывает усиление электрон-фононного взаимодействия [4]:

$$\tau_{e-ph}(T)^{-1} \sim T^2 l^{-1}.$$
 (1.9)

Такая ситуация может реализоваться, например, когда носители рассеиваются на жестких границах или примесях, имеющих массы, отличающиеся от масс атомов кристаллической решетки. В соответствии с обобщенной моделью, представленной в работе [4], для электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах, можно выделить несколько случаев:

1. Когда  $q_T l > 1$ , скорость электрон-фононного рассеяния равна

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{7\pi\zeta(3)}{2} \frac{\beta_l}{(k_F u_l)^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^3.$$
(1.10)

В данном случае предполагается, что электроны рассеиваются только на продольных фононах.

Когда q<sub>T</sub>l < 1, скорость электрон-фононного взаимодействия, в общем случае, определяется как</li>

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{\pi^4 \beta_l l}{5k_F^2 u_l^3} \left[ 1 + \frac{3}{2} \frac{l}{\tilde{l}} \left( \frac{u_l}{u_t} \right)^5 \right] \left( \frac{k_B T}{\hbar} \right)^4 + \frac{3\pi^2 \beta_l}{2k_F^2 u_l l} \left[ 1 + 2 \frac{l}{\tilde{l}} \left( \frac{u_l}{u_t} \right)^3 \right] \left( 1 - \frac{l}{\tilde{l}} \right) \left( \frac{k_B T}{\hbar} \right)^2.$$
(1.11)

В данном случае доминирующим каналом является взаимодействие электронов с поперечными фононами. В данном выражении отношение  $b = l/\tilde{l}$  описывает различие в колебаниях между атомами решетки и примесями, на которых рассеиваются электроны. Длина  $\tilde{l}$  соответствует длине рассеяния на колеблющихся примесях, которые увлекаются тепловыми фононами, а длина l соответствует общей длине свободного пробега электрона. В ситуации полного увлечения фононов (b = 1 и  $\tilde{l} \rightarrow l$ ), скорость электрон-фононного взаимодействия определяется как

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{3\pi^4 \beta_t}{10} \frac{l}{k_F^2 u_t^3} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^4.$$
(1.12)

В другом предельном случае, когда весь рассеивающий потенциал статический (b = 0 и  $\tilde{l} \to \infty$ ), процесс электрон-фононного взаимодействия, как и в чистом случае, определяется взаимодействием с продольными фононами:

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{3\pi^2}{2k_F^2 l} \frac{\beta_l}{u_l} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^2.$$
(1.13)

В случае неполного увлечения фононов (0 < b < 1) скорость электронфононного взаимодействия определяется взаимодействием с поперечными фононами:

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = b \frac{3\pi^2 \beta_t}{k_F^2 u_t l} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^2.$$
(1.14)

Данное выражение получено в приближении, что различие в колебаниях между электронными рассеивателями и атомами решетки составляет  $b_{max} = 0.25.$ 

3. Зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-3}$  может соответствовать взаимодействию электронов с продольными фононами в чистом случае, а также взаимодействию электронов с поперечными фононами в промежуточном случае, когда  $q_T l \sim 1$ . Поскольку взаимодействие электронов с поперечными фононами может происходить в широком диапазоне температур (T < 100 K), то зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-3}$  может быть связана с переходом от  $T^{-2}$  зависимости при  $q_T l \gg 1$  к  $T^{-4}$  зависимости при  $q_T l \ll 1$  в случае рассеяния электронов на поперечных фононах.

Стоит также отметить, что в работах [2–4, 46] при расчете  $\tau_{e-ph}(T)$  не учитываются процессы переброса. Учет дополнительного вклада процессов переброса, связанных с процессами рассеяния на примесях, был рассмотрен в работе [47] применительно к поликристаллическим пленкам металлических сплавов и было получено следующее выражение:

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{3\pi^2}{2} \frac{\beta_t}{k_F^2 u_t l} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^2.$$
(1.15)

## Влияние размерности фононного спектра на электрон-фононное взаимодействие

Расчеты зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$  зависят также от размерности тепловых фононов. В случае металлических пленок на диэлектрических подложках размерность фононной подсистемы зависит от толщины пленки и от акустической прозрачности границы между пленкой и подложкой. В трехмерном случае длина волны тепловых фононов должна быть меньше толщины пленки  $(\lambda_T < d)$ . В противоположном случае, фононы можно рассматривать как двумерные. Ожидается, что для чистых металлов в случае двумерных фононов  $\tau_{e-ph}(T) \sim T^{-2}$  [48].

Скорость электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах с учетом двумерных фононов была рассчитана в работе [49]:

$$\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{56\zeta(3)}{5\pi^2} \frac{\beta_l}{(k_F u_l)^2} \frac{l}{d} \left[ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{u_l}{u_t} \right)^5 \right] \left( \frac{k_B T}{\hbar} \right)^3, \quad (1.16)$$

где *d* – толщина пленки.

Данное теоретическое предсказание  $\tau_{e-ph}(T)$  с учетом двумерных фононов использовалось для объяснения экспериментальной зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$ в неупорядоченных пленках Au [49].

## 1.2. Процессы релаксации в сверхпроводниковых

#### пленках

Энергетическая релаксация в сверхпроводниках определяется процессами рассеяния квазичастиц на фононах и рекомбинации квазичастиц в куперовские пары с испусканием фононов. При температурах, близких к $T_c$ , и для квазичастиц с энергиями  $\varepsilon \sim k_B T \gg \Delta$  время рассеяния  $\tau_S$  и время рекомбинации  $\tau_R$  имеют тот же порядок, что и время энергетической релаксации для электронов в нормальном металле.

В чистом случае при низких температурах ( $k_B T \ll \Delta$ ) скорость рассеяния квазичастиц на фононах  $\tau_S^{-1}$  и скорость рекомбинации квазичастиц с испусканием фононов  $\tau_R^{-1}$  для квазичастиц с энергиями  $\varepsilon = \Delta$  определяются выражениями [1, 34]:

$$\tau_S^{-1}(\Delta, T) = \frac{1}{7\zeta(3)} \Gamma\left(\frac{7}{2}\right) \zeta\left(\frac{7}{2}\right) \left(\frac{k_B T_c}{2\Delta}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{7/2} \tau_{e-ph}^{-1}(T_c), \qquad (1.17)$$

$$\tau_R^{-1}(\Delta, T) = \frac{\pi^{1/2}}{7\zeta(3)} \left(\frac{2\Delta}{k_B T_c}\right)^{5/2} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1/2} exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \tau_{e-ph}^{-1}(T_c).$$
(1.18)

При понижении температуры скорость рассеяния квазичастиц на фононах  $\tau_S^{-1}(\Delta, T)$  падает, поскольку уменьшается количество доступных тепловых фононов.

При рекомбинации квазичастиц нужно учесть два аспекта. Во-первых, квазичастицы посредством взаимодействия с фононами должны испускать энергию, превышающую значения сверхпроводящей щели 2 $\Delta$ . Во-вторых, при температурах ниже критической число квазичастиц становится экспоненциально малым. Все это приводит к экспоненциально замедленной рекомбинации квазичастиц при низких температурах, описываемой выражением 1.18. Экспоненциальная зависимость  $\tau_R(T)$  подтверждается экспериментально в сверхпроводниковых пленках Al и Ta в диапазоне температур  $0.175T_c < T < T_c$  [50], однако при низких температурах ( $T < 0.175T_c$ ) наблюдается выход на насыщение кривой  $\tau_R(T)$  как для пленок Al, так и для пленок Ta [50]. Природа физических процессов, приводящих к наблюдаемому насыщению, на данный момент не ясна.

Стоит также подчеркнуть, что процессы рассеяния квазичастиц на фононах и рекомбинации квазичастиц в куперовские пары теоретически разработаны и понятны только для чистого случая ( $q_T l > 1$ ). В случае неупорядоченных сверхпроводников, для которых нужно учитывать роль беспорядка( $q_T l < 1$ ), представление о данных процессах крайне ограничено.

В сверхпроводниках также существуют процессы релаксации, обусловленные явлениями неравновесной сверхпроводимости [51]. Во всем температурном диапазоне, за исключением узкой области вблизи  $T_c$ , сверхпроводниковый параметр порядка  $\Delta$  и функция распределения квазичастиц  $f_k$  мгновенно контролируют (отслеживают) друг друга:

$$\frac{2}{V} = \sum_{k} \frac{1 - 2f_k}{(\Delta^2 + \xi_k^2)^{1/2}},\tag{1.19}$$

где  $\xi_k$  - энергия электрона в состоянии k относительно уровня Ферми в нормальном состоянии. Однако в узком интервале температур около  $T_c$  (0.97 $T_c < T < T_c$ ) релаксация параметра порядка к значению, соответствующему мгновенному значению функции распределения, оказывается медленнее, чем процесс энергетической релаксации [52].

Неравновесное состояние, возникающее в сверхпроводнике, можно разделить на два типа: симметричное и несимметричное. Для симметричного отклонения функции распределения характерно одинаковое распределение квазичастиц по обеим ветвям спектра элементарных возбуждений (Рисунок 1.1). Данное неравновесное состояние, связаное с изменениями энергетической щели  $\Delta$ , возникает в результате действия нейтральных источников возмущений, таких как фотоны и фононы. Для удобства описания неравновесного состояния вводится понятие эффективной температуры  $T^*$ , изменение которой сопоставляется отклонению функции распределения от равновесия  $\delta f_k$   $f_k - f_0(E_k/k_BT)$ . Для  $\Delta \ll k_BT_c$ , изменение эффективной температуры  $\delta T^* = T^* - T$  связано с малым изменением сверхпроводникового параметра порядка:

$$\frac{\delta T^*}{T} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta f_k}{(\Delta^2 + \xi_k^2)^{1/2}} d\xi_k.$$
 (1.20)

При несимметричном неравновесном состоянии отклонение функции распределения связывается с неравновесной плотностью заряда квазичастиц  $Q^*$ , которая возникает в результате действия заряженных источников возмущения (таких, как инжекция электронов, преобразование нормального тока в сверхток на границе нормальный металл - сверхпроводник):

$$Q^* = \sum_k q_k \delta f_k = \sum_k \frac{\xi_k}{(\Delta^2 + \xi_k^2)^{1/2}} df_k.$$
 (1.21)

Для поддержания общей электрической нейтральности материала, возникает компенсирующее изменение числа электронов в конденсате. Это приводит к тому, что электрохимические потенциалы для квазичастиц ( $\mu_n$ ) и для конденсата ( $\mu_s$ ) сдвигаются в противоположных направлениях от общего равновесного значения, что приводит к измеряемой разности потенциалов в пределах одного куска металла.

Для данных неравновесных ситуаций времена релаксации при  $\Delta \ll k_B T \approx k_B T_c$ , могут быть записаны как:

$$\tau_L = \tau_\Delta = 3.7 \tau_E k_B T_c / \Delta, \qquad (1.22)$$

$$\tau_T = \tau_Q = \frac{4}{\pi} \tau_E k_B T_c / \Delta. \tag{1.23}$$

Время  $\tau_E$  представляет собой время энергетической релаксации или время неупругого рассеяния электрона, находящегося на поверхности Ферми. Данное время  $\tau_E$  – это характерное время за которое неравновесная функция



Рис. 1.1. (a) Энергетический спектр квазичастиц в сверхпроводнике. Линиями показан спектр нормального металла. (б) Иллюстрация симметричного неравновесного состояния, описываемого эффективной температурой *T*<sup>\*</sup>. (в) Иллюстрация несимметричного неравновесного состояния, характеризуемого неравновесной плотностью заряда *Q*<sup>\*</sup> и относительным сдвигом между химическими потенциалами для квазичастиц и куперовских пар *б*µ. Рисунок взят из монографии [51].

распределения квазичастиц  $f_k$  приближается к функции Ферми, или  $\delta f_k$  стремится к нулю. Считается, что время релаксации  $\tau_E$  определяется процессами электрон-фононного взаимодействия или электрон-электронного рассеяния.

# 1.3. Обзор экспериментальных работ по исследованию зависимости $au_{e-ph}(T)$ в тонких пленках

Экспериментальное исследование электрон-фононного взаимодействия в тонких пленках, главным образом, сводится к определению температурной зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$  в исследуемом материале. Широкий обзор экспериментальных зависимостей  $\tau_{e-ph}(T)$  в неупорядоченных металлических пленках представлен в Работе [45]. В Таблице 1.1 представлен общий обзор (на сегодняшний день) экспериментальных результатов, которые можно разделить на следующие категории:

1.  $T^{-4}$ -зависимость

Зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-4}$  наблюдалась, главным образом, в тонких металлических одноэлементных пленках при низких температурах. Данная зависимость была обнаружена в неупорядоченных пленках Ті и Нf в температурном диапазоне 0.04 К - 0.7 К [55], в пленках Си и Au при температурах 0.05 К – 0.7 К [53], в пленках Ві в диапазоне температур 0.6 К – 1.2 К [54]. Кроме того, зависимость  $T^{-4}$  была обнаружена в кремниевых пленках, легированных фосфором с концентрацией  $n = 4 \times 10^{19}$ см<sup>-3</sup>, в диапазоне температур 0.1 К - 0.5 К [58], а также в алюминиевх пленках, легированных атомами марганца, [56] и в пленках InO<sub>x</sub> [57]. Все исследуемые образцы находятся в диффузионном пределе ( $q_T l \ll 1$ ) для электрон-фононного взаимодействия.

2.  $T^{-2}$ -зависимость

Материал	l, нм	$T, \mathrm{K}$	$q_T l$	$ au_{eph}(T)$	Ref.
Au	30	0.05 - 0.7	0.16 - 2.2	$T^{-4}$	[53]
Cu	24	0.05 - 0.7	0.09 - 1.2	$T^{-4}$	[53]
Bi	2.5	0.6 - 1.2	0.11 - 0.22	$T^{-4}$	[54]
Hf	0.9	0.025 - 1	0.002 - 0.06	$T^{-4}$	[55]
Ti	2.3	0.025 - 0.5	0.02 - 0.05	$T^{-4}$	[55]
Al:Mn	0.2	0.06 - 0.5	0.001 - 0.003	$T^{-4}$	[56]
$InO_x$	$< \! 10$	0.04 - 0.5	< 0.2	$T^{-4}$	[57]
Si:P	5	0.16 - 0.5	0.02 - 0.07	$T^{-4}$	[58]
Au	0.4	5 - 20	0.2 - 0.6	$T^{-2}$	[59]
Nb	12	1.5 - 15	0.05 - 0.85	$T^{-2}l^{-1}$	[60]
Ti <sub>73</sub> Al <sub>27</sub>	0.2	3 - 22	0.02 - 0.15	$T^{-2}$	[61]
$\operatorname{Zr}_{100-x}\operatorname{Sn}_x$	0.45	5 - 20	0.08 - 0.32	$T^{-2}$	[62]
$\mathrm{Ti}_{100-x}\mathrm{Sn}_x$	0.3	3 - 15	0.02 - 0.2	$T^{-2}$	[63]
$In_2O_{3-x}:Au$	5	0.28 - 1	0.04 - 0.13	$T^{-2}$	[64]
CuZrAl	0.2	0.37 - 16	0.01 - 0.2	$T^{-2}$	[65]
$V_{1-x}Al_x$	0.2	2 - 20	0.01 - 0.13	$T^{-2}l^{-1}$	[66]
AuPd	1.2	0.5 - 21	0.04 - 1.65	$T^{-2}l^{-1}$	[67]
$\mathrm{Ti}_{1-x}\mathrm{Al}_x$	1	3 - 10	0.08 - 0.3	$T^{-2}l$	[68]
CuCr	10	0.5 - 10	0.1 - 3	$T^{-2}$	[69]
AuCu	20	0.025 - 1	0.04 - 1.6	$T^{-3}$	[70]
Cu	220	0.025 - 0.32	0.2 - 2.6	$T^{-3}$	[71]
Bi	9	5 - 20	3.2 - 13	$T^{-3}$	[59]
NbC	2 - 13	1.5 - 10	(0.06 - 0.4)T	$T^{-(2.5-3.0)}$	[72]
Al:Mn	14	0.1 - 0.6	0.2 - 1.4	$T^{-(4-2.5)}$	[73]
NbN	1	1.6 - 10.2	0.05 - 0.3	$T^{-1.6}$	[74]

Таблица 1.1. Экспериментальные результаты исследования  $au_{e-ph}(T)$  в тонких пленках.
Экспериментальная зависимость  $au_{e-ph} \sim T^{-2}$  была обнаружена в тонких пленках металлических сплавов, например, в пленках CuCr в диапазоне температур 0.5 К - 10 К [69], в пленках Ti<sub>73</sub>Al<sub>27</sub> в диапазоне температур 3 К - 22 К [61], в пленках  $Zr_{100-x}Sn_x$  при температурах 5 К - 20 К [62], в пленках Ti<sub>100-x</sub>Sn<sub>x</sub> при температурах 3 К - 15 К [63], в пленках CuZrAl при температурах 0.37 К - 16 К [65],  $V_{1-x}Al_x$  при температурах 0.08 К - 0.3 К [66], в пленках  $\mathrm{Ti}_{1-x}\mathrm{Al}_x$  при температурах 0.08 К - 0.3 К [68] и в пленках AuPd в диапазоне температур 0.5 К - 21 К [67]. Кроме того, зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}$  была обнаружена в пленках  $In_2O_{3-x}$ , легированных золотом, в диапазоне температур 0.28 К - 1 К [64], в тонких неупорядоченных пленках Аи в диапазоне температур 5 К - 20 К [59] и в сверхпроводниковых пленках Nb в диапазоне температур 1.5 К - 15 К [60]. Для всех перечисленных выше образцов также хорошо выполняется условие грязного предела  $(q_T l \ll 1)$  в неупорядоченных металлах. Можно сделать вывод, что зависимость  $au_{e-ph} \sim T^{-2}$ наблюдается, в основном в случае металлических сплавов и соединений, включающих в себя атомы разных элементов.

Стоит отметить, что в работе [4] предсказывается усиление электронфононного взаимодействия с ростом беспорядка в пленке:  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}l$ . Экспериментально данная зависимость наблюдалась в пленках  $\mathrm{Ti}_{1-x}\mathrm{Al}_x$  [68]. Однако в некоторых материалах обнаружена зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}l^{-1}$ , например в пленках Nb [60],  $\mathrm{V}_{1-x}\mathrm{Al}_x$  [66] и AuPd [67]. На настоящий момент экспериментальная зависимость  $T^{-2}l^{-1}$  не может быть объяснена в рамках существующих теорий электрон-фононного взаимодествия в неупорядоченных металлах.

3.  $T^{-3}$ -зависимость

Зависимость скорости электрон-фононного рассеяния  $au_{e-ph} \sim T^{-3}$  в об-

щем случае соответствует взаимодействию электронов с продольными фононами в чистом пределе ( $q_T l \gg 1$ ). В случае, когда  $q_T l \sim 1$ , зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-3}$  рассматривается как промежуточный режим взаимодействия электронов с поперечными фононами [4]. При низких температурах данная зависимость  $\tau_{e-ph}(T)$  наблюдалась в пленках AuCu [70], Cu [71], NbC [72] и Al:Mn [73].

# 1.4. Выбор объекта исследования и постановка задачи исследования

Согласно существующим экспериментальным и теоретическим работам получение ясного представления об электрон-фононном взаимодействии в неупорядоченных металлических пленках осложнено рядом факторов, таких как отсутствие точных сведений об особенностях беспорядка и фононном спектре в тонких пленках. Таким образом, для экспериментального исследования теоретических предсказаний нужен объект со свойствами, максимально удовлетворяющими теоретическим допущениям. В качестве такого «идеального» объекта могут быть выбраны свехпроводниковые легированные бором пленки алмаза, поскольку они характеризуются известным фононным спектром и являются сильно неупорядоченными в силу высокой степени легирования примесными атомами. Мы полагаем, что экспериментальное исследование такого объекта позволит внести некоторую ясность в понимание электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлах.

Выбор сильно неупорядоченных пленок TiN обусловлен практической востребованностью данного материала для сверхпроводниковых резонаторов и детекторов на кинетической индуктивности. Знание температурной зависимости электрон-фононного взаимодействия может быть полезным для дальнейшей оптимизации работы устройств. В силу сложности свойств такого

38

объекта, как тонкие пленки TiN, трудно предсказать зависимость  $\tau_{e-ph}(T)$ в данном материале исходя из теоретических соображений. Следовательно, экспериментальное исследование  $\tau_{e-ph}(T)$  в пленках TiN является важным этапом в изучении их свойств, знание которых необходимо для дальнейших практических разработок.

Задачи, поставленные перед диссертационным исследованием:

- 1. исследовать процессы релаксации резистивного состояния в пленках TiN и легированных бором алмазных пленках под воздействием амплитудно-модулированного субмиллиметрового излучения;
- 2. определить механизмы, ответственные за релаксацию резистивного состояния, в пленках TiN и легированных бором алмазных пленках в широком диапазоне температур и сопоставить экспериментальные результаты с теоретическими предсказаниями.

### Глава 2

## Методики измерения свойств сверхпроводниковых пленок и технологии изготовления исследуемых образцов

В настоящей главе представлено описание экспериментальных методик определения электрических и транспортных свойств сверхпроводниковых пленок и описание метода определения времени энергетической релаксации в сверхпроводниковых пленках. В главе также приводится описание технологии изготовления тонких сверхпроводниковых пленок TiN и легированных бором алмазных 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. Данный метод основан на поглощении амплитудно-модулированного суб-ТГц излучения пленкой, находящейся в резистивном состоянии, т.е в состоянии с ненулевым сопротивлением и повышенной электронной температурой.

В параграфе 2.3 представлены методы изготовления образцов. Рассматриваются технологии изготовления сверхпроводниковых пленок TiN методом магнетронного распыления и методом атомно-слоевого осаждения. Описывается получение сверхпроводниковых алмазных пленок, легированных атомами бора, методом химического осаждения из газовой фазы (от англ. Chemical vapour deposition (CVD)).

# 2.1. Методики измерения основных характеристик сверхпроводниковых пленок

## 2.1.1. Определение поверхностного сопротивления и удельного сопротивления пленок в нормальном состоянии

Традиционно поверхностное сопротивление пленки в нормальном состоянии определяется с помощью четырехзондового метода. Схема измерения поверхностного сопротивления данным методом представлена на Рисунке 2.1. Для определения поверхностного сопротивления используются четыре контакта, расположенные в одной линии на одинаковом расстоянии. Через внешние контакты пропускают электрический ток I, на внутренних контактах измеряют разность потенциалов V. В такой конфигурации контактов, поверхностное сопротивление пленки определяется как [75]:

$$R_{\Box} = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{V}{I}.$$
(2.1)

Условием применения данного метода является наличие плоской поверхности образца, размеры которой превосходят линейные размеры системы зондов: для пленки с типичным размером поверхности *D* и толщиной *d*, и расстоянием между контактами *s* должно выполняться условие *d* « *s* « *D* [75]. Таким образом, для экспериментальной установки с расстоянием между контактами 1 мм, размеры исследуемой пленки (с толщиной порядка 100 нм) должны быть не менее 1 см.

Удельное сопротивление пленок при комнатной температуре определяет-



Рис. 2.1. Схема измерения сопротивления четырехзондовым методом

ся согласно выражению:

$$\rho = R_{\Box}d \tag{2.2}$$

где  $R_{\Box}$  - поверхностное сопротивление пленки, d - толщина.

## 2.1.2. Исследование зависимости сопротивления пленок от температуры и определение плотности критического тока

Определение критической температуры  $T_c$  сверхпроводниковых пленок обычно осуществляется путем измерения температуры перехода пленки из нормального состояния в сверхпроводящее состояние. Поскольку существуют разные варианты определения (выбора) критической температуры, то стоит подчеркнуть, что в данной работе экспериментальное значение  $T_c$  соответствует температуре, при которой сопротивление образца составляет 50 % от сопротивления в нормальном состоянии. На Рисунке 2.2 представлена типичная температурная зависимость сопротивления для сверхпроводниковой пленки в области перехода в сверхпроводящее состояние. Экспериментальное значение критической температуры соответствует температуре, при которой наблюдается максимум dR/dT. Ширина сверхпроводящего перехода  $\Delta T$  определяется как ширина пика dR/dT на полувысоте.

Для измерения температурной зависимости сопротивления R(T) образец и термометр устанавливаются на специальном плоском держателе. Электрический контакт к поверхности пленке осуществляется прижимным методом через прослойку индия. Измерение сопротивления проводится по четырехзондовой методике. Для измерения сопротивления используется либо мультиметр Keithley 2400, либо мост сопротивлений LakeShore 370. Для измерения температуры используется калиброванный диод LakeShore DT-470, показания которого считываются регулятором температуры Temperature Controller 331 фирмы LakeShore. Для проведения измерений в диапазоне температур 300 К - 1.7 К держатель помещается в откачной чехол с вакуумными стенками, который затем погружается в сосуд Дьюра с жидким гелием.

Важной характеристикой сверхпроводниковых пленок также является плотность критического тока, которая может быть определена по результатам измерений критического тока при некой фиксированной температуре:

$$j_c = I_c/(dw) \tag{2.3}$$

где  $I_c$  - критический ток, d - толщина пленки и w - ее ширина.

Значение критического тока определяется по вольт-амперной характеристике образца, структурированного в виде полоски. Смещение образца осуществляется в режиме источника напряжения ( $r \ll R_L$ , где r - внутреннее сопротивление источника и  $R_L$  - нагрузочное сопротивление), когда контролируется напряжение на образце и измеряется значение тока. На Рисунке 2.3 представлены типичные вольт-амперные характеристики для образца TiN при разных температурах. Критический ток определяется по возникновению падения напряжения на образце.



Рис. 2.2. Температурная зависимость сопротивления сверхпроводниковой пленки TiN и температурная зависимость производной сопротивления по температуре. Критическая температура образца  $T_c = 2.7$  K, ширина перехода –  $\Delta T = 0.05$  K. На вставке рисунка представлен способ создания электрического контакта к пленке при измерении сопротивления.



Рис. 2.3. На левом рисунке представлены вольт-амперные характеристики образца TiN(толщина пленки d = 80 нм, ширина мостика w = 2 мкм,  $T_c = 4.5$  K) при разных температурах. На правом рисунке представлена зависимость критической плотности тока от температуры. Сплошная линия соответствует зависимости  $j_c = j_c(0)(1 + (T/T_c)^2)$ .

## 2.1.3. Определение коэффициента электронной диффузии в сверхпроводниковых пленках

Метод определения коэффициента диффузии основан на измерении температурной зависимости критического магнитного поля. На Рисунке 2.4 представлены типичные кривые для температурной зависимости сопротивления при разных магнитных полях. При увеличении магнитного поля наблюдается сдвиг кривой R(T) в сторону низких температур. Мы определяли температуру, при которой зависимость R(T) выходит на горизонтальный участок, как температуру, соответствующую значению критического поля  $H_{c_2}$  при данном значении T. Экспериментальная зависимость  $H_{c_2}(T)$  может быть описана как:

$$H_{c_2}(T) = H_{c_2}(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)$$
 (2.4)

где  $T_c$  – это критическая температура [51]. Коэффициент диффузии определяется по производной критического поля по температуре, взятой при  $T_c$ , согласно выражению [60, 76]:

$$D = -1.28 \frac{k_B c}{e} \left(\frac{dH_{c_2}}{dT}\right)^{-1} \bigg|_{T=T_c}$$
(2.5)

где  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Для создания магнитного поля используется сверхпроводящий соленоид из Nb<sub>3</sub>Sn, погружаемый в сосуд Дьюара с жидким гелием. С помощью источника питания CTC-60, который вырабатывает постоянный ток величиной до 60 A, можно обеспечить в центре соленоида магнитное поле с индукцией до 4 Tл (или 6.7 × 10<sup>2</sup> Гс). В экспериментах, связанных с магнитным полем, исследуемый образец помещается в центре соленоида перпендикулярно линиям магнитного поля. В качестве термометра используется калиброванный угольный резистивный термометр Allen Bradley, не чувствительный к воздействию магнитного поля.

### 2.2. Метод определения времени энергетической релаксации электронов в сверхпроводниковых пленках

#### 2.2.1. Выбор метода и обоснование

Сведения о кинетике неупругих процессов (в частности, о процессе электрон-фононного рассеяния) в тонких пленках нормальных и сверхпроводящих металлов 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 [77]. Данный метод позволяет определить время релаксации фазы  $\tau_{\phi}$  (или сбоя фазы) электронной волновой функции [77], за которое волновая функция теряет информацию о первоначальной фазе, например благодаря неупругому рассеянию. Время релаксации фазы  $\tau_{\phi}$  и его температурная зависимость определяется по экспериментальным зависимостям магнетосопротивления от температуры. В отсутствии процессов рассеяния электронов на парамагнитных примесях время релаксации фазы  $\tau_{\phi}$  связано с наиболее эффективными процессами релаксации энергии:  $au_{\phi}^{-1} = au_{ee}^{-1} + au_{e-ph}^{-1}$ , где  $au_{ee}$  - время электрон-электронного рассеяния и  $au_{e-ph}$  время электрон-фононного рассеяния. Считается, что релаксация фазы электронной волны определяется электрон-фононным взаимодействием и при низких температурах электрон-электронным рассеянием. Поскольку при низких температурах доминирующим каналом является процесс электрон-электронного рассеяния, то это ограничивает исследование процессов электрон-фонон-



Рис. 2.4. На левом рисунке представлены типичные зависимости сопротивления от температуры в разных магнитных полях. На правом рисунке представлена зависимость второго критического поля от температуры. Сплошная линия соответствует зависимости (2.4). Результаты представлены для пленки TiN толщиной 90 нм,  $T_c = 3.4$  K,  $dH_{c_2}/dT = -1.29$ , D = 0.9 см<sup>2</sup>/с

ного рассеяния  $au_{e-ph}$  в данном температурном диапазоне. Обширное исследование времени релаксации фазы  $au_{\phi}$  на основе данных о магнетосопротивлении в тонких пленках представлено в обзоре Лина и Бёрда [45].

Для исследования времени электрон-фононного взаимодействия  $au_{e-ph}$ при низких температурах используют методы, основанные на эффекте электронного разогрева, заключающегося в повышении электронной температуры на некоторое количество по сравнению с температурой фононов в тонкой пленке [60, 70, 71]. Установление электронного разогрева возможно при выполнении двух условий. Во-первых, время электрон-электронного взаимодействия должно быть много меньше времени электрон-фононного взаимодействия. Во-вторых, должно выполняться условие фононного термостата, когда уход фононов в подложку за время  $au_{esc}$  происходит быстрее, чем процесс обратного рассеяния фононов на электронах за время  $au_{ph-e}$ . Поскольку охлаждение электронной подсистемы в пленке происходит в основном за счет электрон-фононного взаимодействия, то в экспериментах на основе электронного разогрева можно непосредственно определить значение  $au_{e-ph}$ . В условиях сильного рассеяния электронов на примесях электрон-фононное взаимодействие является менее эффективным процессом, чем электрон-электронное рассеяние, которое определяет в данном случае значение времени сбоя фазы  $\tau_{\phi}$ . Кроме того, эффективность электрон-электронного взаимодействия по сравнению с электрон-фононным позволяет описывать электроны общей эффективной температурой  $T_e$ , изменение которой необходимо определить в эксперименте. Можно выделить три наиболее используемых метода определения изменения электронной температуры в исследуемом материале:

1. Изменение электронной температуры может быть измерено с помощью туннельных переходов одиночного типа (нормальный металл - диэлектрик - сверхпроводник, от англ. Normal metal - Insulator - Superconductor,

NIS) [73] и двойного типа (сверхпроводник - диэлектрик - нормальный металл -диэлектрик - сверхпроводник, от англ. Superconductor -Insulator - Normal Metal - Insulator - Superconductor, SINIS) [53]. Для определения электронной температуры данные туннельные переходы смещаются некоторым значением постоянного тока I<sub>DC</sub>, при этом на них измеряют соответствующее падение напряжения U<sub>DC</sub>. Значение T<sub>e</sub> определяется из вольт-амперных характеристик данных переходов. Термометры SINIS и NIS типа являются чрезвычайно чувствительными при низких температурах [78–80]. Нагрев электронов в мостике (проволоке) из нормального металла происходит за счет воздействия электрической мощности на электронную подсистему. Температура нагрева электронного газа по сравнению с температурой ванны зависит от величины прикладываемой электрической мощности. При этом тепловая мощность, поглощаемая электронной подсистемой, определяется как  $P = \Sigma \Omega (T_e^{p+2} - T_{ph}^{p+2})$ , где  $\Omega$  - объем нормального металла,  $\Sigma$  - постоянная электрон-фононного взаимодействия, зависящая от материала, и р - показатель степени в температурной зависимости скорости электронфононного взаимодействия  $au_{e-ph}^{-1} = T^p$ . Данный метод был использован для определения особенностей процесса электрон-фононного взаимодействия в тонких пленках Cu и Au [53] и в легированных атомами Mn пленках Al [73].

2. Повышение электронной температуры может быть определено из температурных зависимостей квантовых поправок к сопротивлению, обусловленных электрон-электронным взаимодействием [40]. При этом разогрев электронов в нормальной или сверхпроводниковой пленках обусловлен также нагревом постоянным током. В случае малого отклонения от равновесия (T<sub>e</sub> − T ≪ T<sub>e</sub>) время энергетической релаксации

может быть определено как  $\tau(T) = C_e(T)\Omega(T_e - T_b)/P$ , где  $P = I^2 R$ – электрическая мощность, рассеиваемая в пленке объемом  $\Omega$ . Данный метод использовался для определения времени энергетической релаксации в пленках Ті и Hf [55].

3. В сверхпроводниковых пленках определение изменения электронной температуры может осуществляться за счет изменения сопротивления с температурой в резистивном состоянии сверхпроводника [81]. В данном методе образец находится при температуре, соответствующей максимуму dR/dT. Действие амплитудно-модулированной ВЧ мощности (излучение, ток) на электронную подсистему приводит к повышению электронной температуры  $T_e$ , что приводит к увеличению сопротивления образца. Так как образец смещен небольшим постоянным током *I*<sub>b</sub>, то изменение сопротивления приводит к появлению сигнала напряжения  $\delta V$ , пропорционального току смещения  $\delta V = I \times \delta R$ . Изменяя частоту модуляции излучения, получают частотную зависимость отклика образца  $\delta V(\omega_m)$ . Время релаксации непосредственно определяется из спада амплитудно-частотных характеристик исследуемого образца. При  $T < T_c$ , резистивное состояние создается приложением магнитного поля. Данный метод был использован для исследования скорости электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниковых пленках Nb [60], NbN [74] и NbC [72].

Стоит также отметить, что в эксперименте по электронному разогреву в нормальном металле ограничения в методе возникают из-за условия фононного термостата, которое необходимо удовлетворить для того, чтобы исключить обычный болометрический эффект, а ограничения в исследованиях сверхпроводниковых пленок связаны прежде всего с критической температурой материала.



Рис. 2.5. Температурные зависимости  $\tau_{e-ph}$  ( $\circ$ ,  $\bigtriangleup$ ,  $\blacksquare$ ,  $\Box$ ) и  $\tau_{\phi}$  ( $\bullet$ ,  $\blacktriangle$ ), полученные с помощью методов, основанных на эффекте электронного разогрева и на явлении слабой локализации, соответственно. Сплошная линия соответствует зависимости  $\tau \propto T^{-2}$ , а пунктирная линия соответствует зависимости  $\tau \propto T^{-1}$ . Рисунок взят из работы [82].

В работе [60] было проведено сравнение экспериментальных результатов, полученных в экспериментах, основанных на слабой локализации, и в экспериментах, связанных с эффектом электронного разогрева (Рисунок 2.5). Исследование проводилось для сильно неупорядоченных пленок Nb с длиной свободного пробега порядка 1 нм и диапазоном критических температур  $T_c$ порядка 3.2 К - 8.5 К. Результаты исследования показали, что в температурном диапазоне 10 К - 20 К время сбоя фазы  $\tau_{\phi}$  и время электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$  имеют схожие температурные зависимости и незначительно отличаются по абсолютному значению. При низких температурах (< 10 K) значения  $\tau_{\phi}(T)$ , полученнные в экспериментах по слабой локализации, отличаются достаточно сильно, как по зависимости от температуры, так и по абсолютным значения. Это, в свою очередь, объясняется тем, что в экспериментах по слабой локализации доминирующим и ограничивающим процессом является электрон-электронное рассеяние. Данный экспериментальный факт подтверждает предположение о том, что электронная система может быть описана электронной температурой  $T_e$ , повышенной по сравнении с температурой фононов  $T_{ph}$ .

Таким образом, мы полагаем, что метод, основанный на поглощении амплитудно-модулированного излучения [82], является наиболее подходящим для исследования процессов электрон-фононного взаимодействия в тонких пленках при низких температурах, при условии того, что они становятся в сверхпроводящими в экспериментально доступном температурном диапазоне.

### 2.2.2. Общее описание метода определения времени энергетической релаксации и модели электронного разогрева в сверхпроводниковых пленках

Тепловая динамика в металлической пленке, осажденной на диэлектрическую подложку, может быть описана в терминах трех подсистем: электроны в пленке, фононы в пленке и фононы в подложке. Тепловое равновесие существует тогда, когда все эти подсистемы могут быть описаны равновесными функциями распределения с одной температурой. Если какое-либо распределение не удовлетворяет этому условию, ситуация считается неравновесной.

Предполагается, что в случае электронного разогрева [70] электроны и фононы в пленке можно описать зависящими от температуры функциями



Рис. 2.6. Схема термализации электронной подсистемы в металлической пленке, осажденной на диэлектрическую подложку.

распределения Ферми и Бозе, соответственно, с некоторыми эффективными температурами. При этом предполагается, что электронная и фононная эффективные температуры ( $T_e$  и  $T_{ph}$ ) устанавливаются мгновенно и равномерно во всем образце. Это означает, что внутри каждой подсистемы должен существовать механизм быстрой термализации, и внутреннее время термализации в подсистеме должно быть мало по сравнению с характерными временами энергетического обмена между подсистемами. Основные этапы термализации горячих электронов в тонкой металлической пленке изображены на Рисунке 2.6.

Электронный разогрев в металлических пленках может быть рассмотрен с помощью двухтемпературного подхода [83–85], в котором поток энергии через всю систему описывается согласованными уравнениями теплового баланса для электронов и фононов:

$$c_e \frac{dT_e}{dt} = -A_e (T_e^{p+2} - T_{ph}^{p+2}) + W(t)$$
(2.6)

$$c_{ph}\Omega \frac{dT_{ph}}{dt} = A_e (T_e^{p+2} - T_{ph}^{p+2}) + A_{ph} (T_{ph}^4 - T_b^4)$$
(2.7)

где W(t) представляет собой внешнее возмущение (т.е. мощность на единицу объема, поглощаемую электронной подсистемой), которое включает в себя электрическую мощность  $P_{DC}$ , выделяемую при протекании электрического тока, и мощность  $P_{RF}$  высокочастотного внешнего сигнала,  $T_b$  - температура термостата. Коэффициенты  $A_e$  и  $A_{ph}$  определяются как:

$$A_e = c_e / ((p+2)\tau_{e-ph}T_e^{p+1})$$

$$A_{ph} = c_{ph} / (4\tau_{esc}T_{ph}^3)$$

, где  $\tau_{e-ph}$  - время релаксации энергии электронов за счет электрон-фононного взаимодействия,  $\tau_{esc}$  - время ухода неравновесных фононов в подложку,  $c_e$  и  $c_{ph}$  - электронная и фононная теплоемкости, соответственно.

В условиях малых отклонений от равновесия (когда  $T_e - T_b \ll T_b$ ), уравнения 2.7, описывающие эффект электронного разогрева в сверхпроводниках, могут быть линеаризованы. При этом электрическая мощность, выделяемая при протекании электрического тока, тоже должна быть линеаризована

$$P_{DC} = I^2 R(T_e) \approx I^2 R(T_b) + I^2 \frac{\partial R}{\partial T_e} (T_e - T_b)$$
(2.8)

Тогда получается, что

;

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_{ph}}{\tau_{e-ph}} + \frac{I^2}{c_e} \frac{\partial R}{\partial T_e} (T_e - T_b) + \frac{I^2 R}{c_e} + \frac{P_{RF}}{c_e}$$
(2.9)

$$\frac{dT_{ph}}{dt} = \frac{c_e}{c_{ph}} \frac{(T_e - T_{ph})}{\tau_{e-ph}} - \frac{(T_{ph} - T_b)}{\tau_{esc}}$$
(2.10)

В случае, когда падающая мощность представлена в виде амплитудномодулированного сигнала  $P_{RF}(t) = P_0 + P_1 \exp(i\omega_m t)$ , амплитуда  $\delta T_e$  переменной составляющей электронной температуры на частоте модуляции  $\omega_m$ дается выражением:

$$\delta T_e = \frac{P_0}{c_e \Omega} \frac{\tau_1 \tau_{eph}}{\tau_2 - \tau_1 (1 + \alpha_0)} \frac{(1 + i\omega_m \tau_2)}{(1 + i\omega_m \tau_+)(1 + i\omega_m \tau_-)}$$
(2.11)

где  $au_{\pm}, au_1, au_2$  - постоянные времени, определенные как

$$\tau_{\pm}^{-1} = \frac{\tau_{eph} + \tau_2(\alpha_0 - 1)}{2\tau_2\tau_{eph}} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{2\tau_2\tau_{eph}(\tau_2 - \tau_1(\alpha_0 - 1))}{\tau_1(\tau_{eph} + \tau_2(\alpha_0 - 1))^2}} \right), \qquad (2.12)$$

$$\tau_1 = \tau_{eph} \frac{c_{ph}}{c_e},\tag{2.13}$$

$$\tau_1^{-1} = (\tau_{esc}^{-1} + \tau_{eph}^{-1} c_e / c_{ph}), \qquad (2.14)$$

и  $\alpha_0$  - параметр саморазогрева транспортным током.

Уравнения теплового баланса применимы при выполнении двух условий. Во-первых, мощность  $P_{DC}$ , выделяемая при протекании тока смещения, и мощность ВЧ излучения  $P_{RF}$  должны быть достаточно слабыми, так чтобы отклонение электронной температуры от температуры ванны было мало  $|T_e - T_b| \ll T_b$ . В эксперименте данное условие реализуется путем минимизации тока смещения и мощности излучения. Второе условие связано с тем, что электронная температура  $T_e$  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  $L_{diff} = \sqrt{D\tau_{e-ph}}$ , где D - коэфффициент электронной



Рис. 2.7. Эквивалентная электрическая схема для определения отклика сигнала под воздействием амплитудно-модулированного излучения.

диффузии. Также в случае выполнения условия  $\frac{c_e}{c_{ph}} \tau_{esc} \ll \tau_{eph}$  для описания тепловой динамики можно ограничиться одним уравнением теплового баланса для электронной подсистемы. В этом случае амплитуда  $\delta T_e$  переменной составляющей электронной температуры на частоте модуляции  $\omega_m$  может быть задана выражением  $\delta T_e = \frac{P_0}{c_e} \left[1 + (\omega_m \tau_B)^2\right]^{-1/2}$ , где де  $\tau_B = \tau_{e-ph}(1 - \alpha_0)^{-1}$ .

Поскольку падающая ВЧ мощность амплитудно-модулирована, то отклика образца можно описать с помощью модели болометрического отклика, описанного в работах [76]. Таким образом, мощность сигнала, создаваемого пленкой определяется как:

$$P_{out}(\omega_m) = \frac{P_0}{1 + (\omega_m \tau_B)^2},$$
(2.15)

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 соответствует омическому сопротивлению образца в рабочей точке, сопротивление  $R_L$  является эквивалентным нагрузочным сопротивлением в эквивалентной электрической схеме детектора (Рисунок 2.6) и определяется схемами смещения и считывающей электроники,  $R_T = R + I(\partial R/\partial I)$ .



Рис. 2.8. (а) Вольт-амперные характеристики при различных температурах (около  $T_c$ ) в нулевом магнитном поле. Под воздействием излучения рабочая точка (I = 20 мкА и U = 1 мВ) смещается вдоль линии эквивалентного нагрузочного сопротивления, что приводит к возникновению сигнала напряжения  $\delta V$ . (б) Температурная зависимость сопротивления образца.

В эксперименте исследуемый образец смещен небольшим постоянным током  $I_{DC}$ , при этом на образце контролируется падение напряжения  $V_{DC}$ . На Рисунке 3.3, иллюстрирующем метод определения отклика сигнала под воздействием амплитудно-модулированного излучения, представлены типичные вольт-амперные характеристики для сверхпроводниковой пленки при температурах, близких к критической температуре. При поглощении ВЧ излучения происходит повышение электронной температуры  $T_e$  (Рисунок 2.6), что приводит к возрастанию сопротивления и сдвигу рабочей точки вдоль линии нагрузочного сопротивления  $R_L$ , и, следовательно, к появлению сигнала напряжения  $\delta V$ .

Постоянная времени  $\tau_B$  определяется из экспериментальной зависимости  $P_{out}(\omega_m)$  по 3-дБ спаду амплитуды сигнала по частоте,  $\tau_B = 1/\omega_{3dB}$ .

Для того, чтобы минимизировать эффект саморазогрева транспортным током (параметр  $\alpha_0$ ), задается малый ток смещения, при котором еще существует измеряемый сигнал. В таком случае, разогрев транспортным током не оказывает замедляющего эффекта на процесс энергетической релаксации электронной подсистемы. Кроме того, поскольку сверхпроводниковая пленка находится в резистивном состоянии, понижение тока смещения уменьшает и такие эффекты, как возникновение вихрей и проскальзывания фазы в резистивном состоянии сверхпроводника. Данные эффекты не учитываются в рассматриваемом уравнении теплового баланса для электронной подсистемы.

#### 2.2.3. Описание экспериментальной установки

Общая схема экспериментальной установки для исследования времени энергетической релаксации в тонких сверхпроводниковых пленках представлена на Рисунке 2.9. Данная установка включает в себя три основных части: низкотемпературная часть; часть, связанная с получением амплитудно-модулированного излучения и часть, связанная с регистраций отклика образца.

#### I. Низкотемпературная часть экспериментальной установки

Исследуемый образец сверхпроводниковой пленки устанавливается на держателе на конце прямоугольного волновода (с размерами 0.6 мм – 1.8 мм). Излучение от источника заводится на образец по квазиоптическому тракту через герметичное фторопластовое окно сверхразмерного волновода (с диаметром 16 мм), переходящего в прямоугольный волновод. В непосредственной близости от образца на держателе устанавливаются термометр и резистивный нагреватель. Держатель образца помещается в вакуумированный откачной чехол, который, в свою очередь, помещается в транспортный сосуд Дьюара с жидким гелием. Рабочий диапазон температур для данной установки находится в пределах 1.7 < T < 4.2 К. Получение температур ниже 4.2 К осуществляется посредством откачки паров гелия. Для введения образца в резистивное состояние при температурах ниже T<sub>c</sub> перпендикулярно плоскости образца прикладывается внешнее магнитное поле. Для измерений в магнитном поле держатель образца помещается в сверхпроводящий соленоид, причем их взаимное расположение подбирается, таким образом, что исследуемый образец находится в точке максимума магнитного поля соленоида.

#### II. Получение амплитудно-модулированного субТГц излучения

Определение времени энергетической релаксации в сверхпроводниковых пленках осуществляется методом миллиметровой и субмиллиметровой спектроскопии [60, 81]. Выбор источников излучения субтерагерцового диапазона частот определяется тем, что частота излучения должна удовлетворять условию  $\omega_{LO} \gg 1/\tau$ , где  $\tau$  – время энергетической релаксации. Поскольку характерные времена релаксации в нашем эксперименте варьируются в широких пределах ( $10^{-9}$  с до  $10^{-6}$  с), то для перекрытия всего временного диапазона мы используем два способа получения амплитудной модуляции.



Рис. 2.9. Схема экспериментальной установки для исследования отклика сверхпроводниковой пленки, находящейся в резистивном состоянии, на поглощение амплитудно-модулированного субТГц излучения.

Первый способ используется для получения амплитудной модуляции с частотой до  $10^7$  Гц (что соответствует временному диапазону  $10^{-6}$  -  $10^{-8}$  с). Он основан на подаче модулирующего напряжения с частотой  $\omega_m$  в анодную цепь лампы обратной волны (ЛОВ). Схема модуляции излучения представлена на Рисуноке 2.10. На Рисунке 2.10 также показана типичная зависимость мощности излучения P от частоты генерации  $\omega_{LO}$ , которая в свою очередь зависит от от анодного напряжения Va. Рабочее значение анодного напряжения выбирается в соответствии с максимальным значением производной  $dP/dV_a$  на рабочей характеристике ЛОВ. На анодное напряжение накладывается переменный сигнал с амплитудой в несколько вольт, на выходе получается амплитудная модуляция со спектром, включающим различные гармоники основной частоты сигнала. Для увеличения глубины модуляции до 100 % и устранения синхронной наводки на частоте регистрации в квазиоптический тракт включается интерферометр Майкельсона. Данный интерферометр состоит из неподвижного плеча (длиной примерно 36 см), подвижного зеркала и слюдяного делителя луча. Введение интерферометра позволяет использовать сразу N интерференционных максимумов зависимости  $P(V_a)$  и повышает частоту модуляции в 2N раз. Частота амплитудной модуляции на выходе лампы определяется как f = nF, где F – это частота генератора, n = 2N – номер гармоники. В данном методе в качестве источника излучения используется ЛОВ, модель ОВ-32 с частотным диапазоном 300 - 580 ГГц. В качестве рабочей гармоники использовали гармоники с номерами 2-10.

Выбор модулирующего генератора обусловлен его частотным диапазоном и высокими значениями модулирующего напряжения. Например, в качестве такого генератора использовался генератор ГЗ – 33 с частотным диапазоном от 1 до 10<sup>5</sup> Гц и с максимальным выходным напряжением до 30 В. Высокие значения выходного напряжения генератора необходимы для обеспечений амплитудной модуляции, близкой к 100%. Однако, введение в тракт излучения интерферометра приводит к получению амплитудной модуляции, близкой к 100%, при значительно меньших значениях модулирующего напряжения (~ 3 - 4 B).

Также стоит отметить, что в данном методе при измерениях сигнала образца могут возникать искажения, связанные с собственной частотной зависимостью тракта регистрации сигнала и с изменением глубины модуляции высокочастотного излучения при перестройке частоты. Для предотвращения искажений первого типа при анализе экспериментальных данных используется калибровка, соответствующая частотной зависимости тракта регистрации при моделировании образца 50-омным сопротивлением. Для предотвращения искажений второго типа осуществляется специальная настройка системы генерации. Сначала для наблюдения зон генерации на анодное напряжение лампы накладывается внутреннее модуляционное напряжение источника питания ЛОВ (с частотой 50 Гц и амплитудой 100 В). Регулируя длину подвижного плеча интерферометра и подбирая величину анодного напряжения ЛОВ, выбирается рабочая точка ЛОВ соответствующая экстремуму в амплитудночастотной зависимости ЛОВ. Критерием правильного выбора рабочей точки является симметричность нарушения синусоидальности модуляции при увеличении модулирующего напряжения. На этапе измерений отклика образца постоянство глубины модуляции для каждого значения частоты обеспечивается подстройкой аноднодного и модулирующего напряжений по максимуму сигнала фотоотклика.

Второй способ для получения амплитудной модуляции на частотах от 5·10<sup>6</sup> Гц и выше (что соответствует временам, которые меньше 10<sup>-8</sup> с) использует биения (Рисунок 2.11), генерируемые двумя лампами обратной волны с близкими значениями частот. В данном методе частота одной ЛОВ фиксируется, а частота другой ЛОВ перестраивается.

В данной части работы используются высокочастотные генераторы Г4-161,

63



Рис. 2.10. На левом рисунке представлена схема подключения лампы в цепь. Подача модулирующего напряжения осуществляется на резистор (R = 120 Oм), включенный в анодную цепь ЛОВ. Напряжение от генератора подается через разделительный конденсатор (C = 1мкФ). На правом рисунке представлена реализация амплитудной модуляции в данном методе.



Рис. 2.11. Реализация амплитудной модуляции методом биений.

основой которых являются лампы обратной волны, имеющие рабочий диапазон частот 126.5 - 146 ГГц. Стабильность разностной частоты генераторов составляет 1 МГц, а шаг перестройки частоты 10 МГц. Частота одного генератора устанавливается 129.2 ГГц, а частота другого меняется в пределах 129.2 - 139.2 ГГц, что обеспечивает диапазон промежуточных частот 0.01 -2 ГГц. Излучение от генераторов сводится в единый тракт с помощью квазиоптического делителя луча и по квазиоптическому тракту заводится на образец.

#### III. Регистрация отклика образца

Схема съема сигнала определяется рабочим диапазоном частот. При измерениях в частотном диапазоне  $10^4 - 10^7$  Гц сигнал с образца выводится через коаксиальный кабель к усилителю Mini-Circuits ZPUL-30P с полосой 2.5 кГц – 700 МГц и коэффициентом усиления 20.5 дБ. В качестве адаптера смещения используется ВТ-0018 Marki Microwave, имеющий частотный диапазон 40 кГц – 18 ГГц. Для частотного диапазона выше  $5 \cdot 10^6$  Гц используются адаптер смещения Mini-Circuits (ZFBT-4R2GW+ с частотным диапазоном 0.1 - 4200 МГц) и усилитель ZFL-1000 Mini-Circuits (с частотным диапазоном 0.1 - 1000 МГц и коэффициентом усиления 18 дБ).

Смещение образца постоянным током  $I_{DC}$  осуществляется в режиме генератора напряжения. Таким образом, при повышении температуры и увеличении сопротивления рабочая точка остается стабильной за счет термоэлектрической обратной связи.

Измерение отклика образца  $\delta V(\omega_m)$  и частоты  $\omega_m$  осуществляются с помощью анализатора спектра FSV Rohde& Schwartz с частотным диапазоном 9 кГц – 13 ГГц.

#### 2.3. Описание технологии изготовления образцов

#### 2.3.1. Технология нанесения тонких сверхпроводниковых пленок нитрида титана

На сегодняшний день тонкие сверхпроводниковые пленки нитрида титана получают, в основном, двумя способами: методом магнетронного распыления и методом атомно-слоевого осаждения (ACO). 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.) [86]. Второй метод - атомно-слоевое осаждение - широко используется в полупроводниковой промышленности для получения диффузионных барьеров в микросхемах [87]. Считается, что данный метод имеет наибольший потенциал для получения тонких однородных пленок с возможностью управления их толщиной и составом на атомарном уровне, что является важным достоинством данного метода при дальнейшей миниатюризации микроэлектронных устройств.

В данной работе исследование динамики процессов энергетической релаксации проводилось в пленках TiN, изготовленных как методом магнетронного осаждения, так и методом атомно-слоевого осаждения, что позволило получить сведения о степени влияния метода изготовления пленки на процессы релаксации.

#### Магнетронное распыление

Метод магнетронного распыления основан на распылении рабочей мишени за счет бомбардировки ее поверхности ионами рабочего газа (в основном используется аргон), которые образуются в плазме тлеющего разряда. С

66

помощью сильного магнитного поля плазма локализуется вблизи поверхности мишени, что приводит к увеличению плотности ионного потока. Атомы материала, выбитые с поверхности мишени, осаждаются на подложке в виде пленки, а также частично рассеиваются молекулами остаточных газов и осаждаются на стенках рабочей камеры. Оксиды или нитриды различных материалов получают за счет введения в камеру соответствующего реактивного газа (кислорода или азота), который вступает в химическую реакцию с материалом мишени (такой процесс магнетронного распыления называют реактивным).

Для получения сверхпроводниковых пленок TiN используют метод реактивного магнетронного распыления с титановой мишенью и газообразной смесью из аргона и азота. Одним из преимуществ данного метода является возможность контролировать стехиометрический состав и критическую температуру пленок за счет изменения парциального давления азота в камере [14, 88]. Кроме того, меняя общее давление газовой смеси в камере, можно контролировать удельное сопротивление тонких пленок [89, 90]. В общем случае пленки TiN, выращенные методом магнетронного распыления, являются поликристаллическими с критической температурой около 5 К и ниже и с удельным сопротивлением  $\rho \geq 100$  мкОм-см [14, 88–92].

В данной работе сверхпроводниковые пленки TiN, полученные методом магнетронного распыления, были изготовлены в Кардиффском университете (Великобритания). Сверхпроводниковые пленки изготавливались в установке магнетронного распыления EDWARDS Auto 306 Magnetron Sputtering Systems. Остаточное давление в вакуумной камере составляло не более 2·10<sup>-7</sup> мбар. Распыляемый материал осаждался на подложку, находящуюся при комнатной температуре. В качестве подложек были использованы сапфир и кремний.

Распыление материала осуществлялось из титановой мишени (с чисто-

Номер	P,	V,	I,	$f_{Ar},$	$f_{N_2},$	$P_{f_{Ar}+f_{N_2}},$	v,
процесса	Вт	В	А	$\mathrm{cm}^3/\mathrm{muh}$	$\mathrm{cm}^3/\mathrm{muh}$	мбар	$ {A}/ {c}$
1	500	426	1.17	2	8	$5 \cdot 10^{-3}$	4.2
2	900	411	2.17	13	6.55	$8 \cdot 10^{-3}$	32
3	900	484	1.86	1.36	6.55	$2.5 \cdot 10^{-3}$	18.8
4	900	449	2.02	6.55	6.55	$5.5 \cdot 10^{-3}$	24.6
5	900	525	1.71	3.3	6.55	$2.2 \cdot 10^{-3}$	22.4
6	900	480	1.87	1.36	6.55	$2.7 \cdot 10^{-3}$	16
7	900	505	1.78	5	7	$3.2 \cdot 10^{-3}$	30
8	900	406	1.96	4	4	$5 \cdot 10^{-3}$	33

Таблица 2.1. Параметры процесса магнетронного распыления пленок TiN.

той материала 99.999 % и диаметром 100 мм) в атмосфере смеси газов аргона и азота. Расстояние от мишени до держателя с подложками составляло порядка 100 мм. Питание магнетрона осуществлялось в режиме стабилизации мощности разряда. В процессе изготовления пленок нитрида титана варьировались следующие параметры осаждения: скорости потока газов Ar ( $f_{Ar}$ ) и  $N_2$  ( $f_{N_2}$ ) и мощность P, подводимая к магнетрону. При этом контролировались такие параметры процесса, как давление смеси газов в камере  $p_{Ar+N_2}$ , напряжение на мишени V и ток плазменного разряда I. Толщина пленок (> 30 нм) измерялась с помощью профилометра. Толщина тонких пленок (< 30 нм) определялась по времени осаждения. Для этого в калибровочном процессе вычислялась скорость осаждения толстой пленки ( $d \approx 100$  нм). Скорость осаждения v зависела от мощности магнетрона и давления газов в камере. Параметры некоторых процессов перечислены в Таблице 2.1.

#### Экспериментальные образцы

Выбор экспериментальных образцов для дальнейшего исследования про-

водился с учетом электрических (удельное сопротивление) и сверхпроводящих (критическая температура, ширина сверхпроводящего перехода, плотность критического перехода) параметров.

Для дальнейшего исследования были выбраны образцы, изготовленные в технологических процессах № 3 и № 6 (процессы представлены в Таблице 2.1). Данные образцы обладали высокими значениями критической температуры  $T_c$  с достаточно узким переходом в сверхпроводящее состояние и с максимальными значениями плотности тока при температуре 1.7 К по сравнению с образцами, полученными в других процессах.

Для данных пленок был сделан анализ стехиометрического состава с использованием Оже-спектроскопии (система с высоким разрешением PHI 700 Scanning Auger Nanoprobe). Анализ показал, что атомное соотношение для титана и азота в данных пленках сооставляет 0.43:0.57, соответственно. При этом концентрация кислорода, присутствующего в пленках, составляет около 10 %.

Основные параметры исследуемых пленок TiN представлены в Таблице 2.2. Пленки TiN имеют толщину 80 нм, 22 нм, 15 нм и в дальнейшем обозначены как N1, N2 и N3. Для исследуемых образцов были измерены основные характеристики такие, как удельное сопротивление  $\rho$ , плотность критического тока  $j_c$  при T = 1.7 K, коэффициент диффузии D. Для исследуемых образцов была также рассчитана длина свободного пробега l согласно выражению  $l = 3D/v_F$ , где  $v_F = 7 \cdot 10^5$  м/с – скорость Ферми в пленках TiN [93].

#### Метод атомно-слоевого осаждения

Технология атомно-слоевого осаждения тонких пленок основана на последовательных химических реакциях между паром и твердым телом [94, 95].

	d,	$T_c$ ,	$\Delta T_c,$	$R_{\Box},$	$\rho$ (300 K),	$j_c \; (T = 1.7 \; { m K}),$	D,	l
	ΗM	Κ	Κ	Ом	мкОм•см	$A \cdot cm^{-2}$	$\mathrm{c}\mathrm{M}^{2}\mathrm{c}^{-1}$	ΗM
N1	80	4.6	0.1	12	96	$2 \cdot 10^{6}$	1.10	0.47
N2	22	3.6	0.1	48	105.6	$2.8 \cdot 10^{6}$	0.96	0.40
N3	15	2.6	0.1	66.3	99.4	$1 \cdot 10^{6}$	1.04	0.43

Таблица 2.2. Параметры TiN пленок, изготовленных методом магнетронного распыления

В основном для осуществления реакций ACO используют два химических соединения, называемых обычно прекурсорами. Поскольку процесс ACO является саморегулирующимся процессом (количество осажденного материала в каждом цикле реакции является постоянным), то в результате химических реакций на подложке растет равномерная пленка. Традиционно один цикл процесса ACO состоит из четырех этапов [95]. На первом этапе, в камеру вводится первый прекурсор (металлическое соединение), который химически адсорбируется на поверхности подложки. На втором этапе при достижении насыщения химической реакции происходит удаление непрореагировавших остатков прекурсора и газообразных продуктов реакции. На третьем этапе вводится второй прекурсор (неметаллическое соединение), который вступает в реакцию с первым соединением, адсорбированным на поверхности. На последнем этапе, происходит удаление остатков химической реакции. Для получения пленки необходимой толщины происходит циклическое повторение перечисленных этапов.

Первая работа по росту нитридов металлов методом ACO (в том числе и пленок TiN) была опубликована в 1988 [96]. В данной работе в качестве прекурсоров авторы использовали хлориды металлов (TiCl<sub>4</sub>, NbCl<sub>5</sub>, TaCl<sub>5</sub>, MoCl<sub>5</sub>) и аммиак (NH<sub>3</sub>). Химическая реакция между прекурсорами проходила при температуре 500°C и с выделением побочного продукта - хлорово-

70

дорода HCl. Поскольку в данном процессе активация химической реакции происходит за счет нагрева, то такой процесс принято называть тепловым процессом ACO. Для получения в таком процессе нитридов типичная температура нагрева для галогенных прекурсоров (F, Cl, B, I) составляет порядка 300 – 500°C [97]. Нагрев может осуществляться либо нагревом подложки, либо общим нагревом реакторной камеры.

В альтернативном методе АСО для получения нитридов вместо нагрева используется плазма, позволяющая растить пленки при более низких температурах нагрева [87, 97]. В частности, для получения пленок TiN применение плазмы позволило понизить температуру до 100°С [98, 99]. Более того, использование плазмы в методе АСО позволяет выбирать различные материалы в качестве прекурсоров [100, 101]. Для пленок TiN обычно используются такие прекурсоры, как тетрахлорид титана (TiCl<sub>4</sub>) и газы H<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> [95]. Кроме того, используется два типа конфигурации установок для генерации плазмы. В одном случае плазма генерируется в пространстве между двумя электродами и подложкой, закрепленной на одном из электродов. В другой конфигурации плазма является удаленной и достигает образца посредством диффузии. В данном случае воздействие ионов на пленку снижено, и это приводит к меньшему повреждению пленки плазмой [99].

Во всех перечисленных разновидностях процесса ACO пленки TiN получаются поликристаллическими. Скорость роста пленок обычно составляет порядка 0.2 – 0.5 Å за 1 цикл. Толщина пленок увеличивается линейно с количеством прошедших циклов, однако, первоначальный рост пленок может быть не линейным, что связано со свойствами подложки [102–104]. Значительное число экспериментальных работ, связанных с исследованием сильно разупорядоченных пленок TiN, выращенных методом ACO, было опубликовано в следующих работах [28, 105–110].

Стоит также отметить, что применение в качестве прекурсора TiCl<sub>4</sub> при-

водит к загрязнению пленок TiN остаточным хлором Cl (содержание хлора в пленке приблизительно составляет 0.1 – 10 %). Пленки с высоким содержанием хлора характеризуются высоким удельным сопротивлением и короткой длиной свободного пробега [95]. Для уменьшения загрязнения пленок TiN атомами Cl обычно увеличивают температуру нагрева подложки [95]. Загрязнение атомами хлора не наблюдается в пленках TiN, изготовленных методом магнетронного распыления, для которых типично загрязнение атомами кислорода [90].

Исследуемые в данной работе пленки TiN были выращены в Дельфтском технологическом университете (Нидерланды). Для роста пленок была использована установка FlexAL system от Oxford Instruments, дополнительно оборудованная источником индуктивно-связанной плазмы. Химическая реакция проходила между газообразным соединением TiCl<sub>4</sub> и плазмой из газов H<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>. В результате реакции образовывались соединения: TiN и газообразный HCl. Схема установки представлена на Рисунке 2.12. Один цикл роста TiN состоит из семи этапов, которые циклически повторяются. Вначале происходит напуск аргона для удаления остатков прекурсора из реактора и предотвращения «паразитных» химических реакций на подложке. Затем происходит напуск первого прекурсора TiCl<sub>4</sub> с последующей продувкой аргоном. После этого осуществляется напуск газов H<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> и зажигание плазмы с мощностью разряда 400 Вт. В процессе разряда происходит нитридизация поверхности TiCl<sub>4</sub>. На заключительном этапе цикла камера реактора снова продувается аргоном для удаления непрореагировавших прекурсоров и газообразных продуктов реакции HCl. Более подробное описание данного процесса можно найти в Работе [32]. Пленка TiN осаждается на подложку, нагретую до температуры 400°С, в то время как стенки реакторной камеры находятся при температуре 80°С. За один цикл, который длится 13.5 с, образуется слой пленки толщиной приблизительно 0.45 Å, что соответствует одной десятой
постоянной решетки TiN (a = 4.1 Å [111]). Для того, чтобы получить желаемую толщину пленки, циклы реакции повторяются столько раз, сколько необходимо.

Исследуемые в данной работе пленки TiN были выращены на подложках высоко-резистивного кремния (Si(100) с удельным сопротивлением порядка 10 кОм·см) с тонким слоем собственного оксида на поверхности. Толщина пленок определялась с помощью профилометра на тестовых структурах (типа *lift-off*), изготовленных в одном процессе с пленками.

Методами просвечивающей электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии было определено, что исследуемые пленки TiN являются поликристаллическими с размерами гранул *b*, увеличивающимися с ростом толщины пленок. Кристаллическая решетка пленок соответствует типу NaCl с постоянной решетки 4.2 Å. Более подробное описание морфологии данных пленок может быть найдено в работе [112].

Концентрация носителей и коэффициент диффузии для данных пленок также были определены в лаборатории Дельфтского технологического университета, данные пленки TiN полностью идентичны пленкам, описанным в Работах [31, 32]. Определение поверхностного сопротивления, коэффициента диффузии и концентрации носителей осуществлялось на образцах «холловского» типа. Структурирование данных пленок осуществлялось методом плазмохимического травления в системе Leybold Heraeus F-etcher с использование элегаза SF<sub>6</sub> (поток 13.5 см<sup>3</sup>/с) и кислорода O<sub>2</sub> (10 см<sup>3</sup>/с) при рабочем давлении порядка 6 мТорр и мощности плазменного разряда 50 Вт.

Основные параметры исследуемых пленок TiN представлены в Таблице 2.3. Кроме того для TiN пленок были определены волновой вектор Ферми  $k_F$  и длина упругого рассеяния электронов *l*.

Стоит отметить, что для исследуемых образцов при уменьшении толщины пленки наблюдается рост беспорядка в материале, что соответствует



Рис. 2.12. На левом рисунке представлено схематическое изображение процесса ACO для получения сверхпроводниковых пленок TiN. Рисунок взят из работы [32]. На правом рисунке представлена зависимость удельного сопротивления и критической температуры сверхпроводниковых пленок TiN от толщины.

Пленка	d,	b,	ho,	$T_c$ ,	D,	$k_F l$	l
	ΗM	ΗM	мкОм•см	Κ	$\mathrm{cm}^2/\mathrm{c}$		$\mathring{A}$
В	11	27	356	1.87	0.34	3.5	3.5
C	22	32	253	2.45	-	4.6	4.4
D	45	37	187	2.8	0.90	6.1	5.7
E	89	42	120	3.35	1.045	8.6	7.3

Таблица 2.3. Параметры пленок TiN, выращенных методом атомно-слоевого осаждения.

уменьшению параметра Иоффе-Регеля  $k_F l$ . Данный критерий характеризует достижение некого уровня критического беспорядка ( $k_F l = 1$ ), при котором происходит разрушение диффузионного движения электронов и система переходит от распределенных состояний к локализованным состояниям.

Примечательно, что метод ACO позволяет менять электрические и сверхпроводящие свойства (такие как критическая температура и удельное сопротивление) путем изменения толщины пленки. На Рисунке 2.12 показана зависимость критической температуры и удельного сопротивления от толщины пленки для исследуемых образцов.

Рост удельного сопротивления с уменьшением толщины пленок обычно связывается с рассеянием электронов на поверхностных границах, границах зерен (гранул), примесях, вакансиях и других дефектах в кристалле. Однако, несмотря на то, что длина свободного пробега значительно меньше размеров зерен, рассеяние на границах гранул играет незначительную роль в увеличении сопротивления при уменьшении толщины пленки. Возможно, доминирующий вклад в рассеяние электронов дают первичные слои пленок TiN, которые по своей структуре и свойствам отличаются от последующих слоев.

Сравнивая методы нанесения тонких пленок нитрида титана, можно отметить, что пленки TiN, выращенные методом магнетронного распыления, характеризуются неоднородными включениями кислорода, что оказывает влияние на свойства пленок (в частности, на микроволновые свойства пленок) [90]. Пленки, полученные методом ACO, наоборот, характеризуются пространственной однородностью, что является важным преимуществом в использовании данных пленок при изготовлении больших электронных сверхпроводящих схем.

## 2.3.2. Сверхпроводниковые алмазные пленки, легированные атомами бора (C:B)

В первой работе [5], сообшающей об обнаружении сверхпроводимости в алмазе, исследуемый материал был изготовлен в условиях одновременного использования высоких давлений и высоких температур (HPHT - процесс, от англ. High Pressure High Temperature). Синтез материала осуществлялся за счет химической реакции между графитом и карбидом бора (B<sub>4</sub>C) при давлении около 8 - 9 ГПа и температурах 2600 К – 2800 К в течение 5 секунд. Под воздействием данных условий на границе между графитом и карбидом бора образовался слой поликристаллического алмаза (толщиной 1 - 2 мм) с размерами гранул в несколько микрометров.

Другой метод получения алмазных пленок – химическое осаждение из газовой фазы (CVD-процесс, от англ. chemical vapour deposition) – привлек за последние десятилетия очень большое внимание технологов и исследователей [113–119]. Стоит отметить, что такой процесс происходит обычно при низких давлениях. В данном методе рост материала происходит на поверхности подложки в газовой смеси, состоящей из реактивных веществ. Газовая смесь для роста алмазных пленок традиционно включает как ростовые компоненты (углеводороды в форме молекул, ионов, радикалов), так и травящие компоненты (молекулярный или атомарный водород). Важную роль в процессе роста алмазных пленок играет водород [116], поскольку данный газ практически не действует на алмаз, а газифицирует зародыши графита, что приводит к селективному и преимущественному росту алмаза. В нормальных условиях рост алмаза в CVD –процессе осуществляется с использованием метана (CH<sub>4</sub>) в качестве прекурсора. Для получения легированных бором алмазных пленок в камеру вводится также диборан (B<sub>2</sub>H<sub>6</sub>). В результате CVD – процесса в основном получаются монокристаллические пленки.

Пленки, исследуемые в данной работе, были изготовлены методом осаждения из газовой фазы в присутствии плазмы (от англ. Microwave Plasma-Assisted Chemical Vapour Decomposition, MPCVD) в Институте Néel (г. Гренобль, Франция). Подробное описание экспериментальной установки и процесса роста пленок представлено в работе [120, 121]. Данные пленки выращены на полированных алмазных подложках *Ib* – типа (алмаз, выращенный HPHT методом, фирма Sumitomo, Япония) с толщиной 0.3 мм и ориентацией кристаллографических осей 001. Технологический процесс получения алмазных пленок включает в себя следующие этапы. Перед загрузкой в камеру подложки обязательно очищают от различных загрязнений. В дальнейшем очищенные алмазные подложки помещаются в реакторную камеру. В реакторной камере проводится заключительная чистка подложек с применением чистой водородной плазмы при температуре 880°С. Затем в камеру вводится метан (СН<sub>4</sub>), и на поверхности подложки в присутствии СВЧ – плазмы выращивают буферный слой алмаза толщиной порядка 500 нм. Данный слой необходим для того, чтобы скорректировать рассогласование между подложкой и новым слоем алмаза, легированного бором. На последнем шаге в камеру вводят B<sub>2</sub>H<sub>6</sub> с контролируемым соотношением В:С. Общее газовое давление в камере составляет порядка 33 торр (или 247.5 мПа), и общий газовый поток - 100 см<sup>3</sup>/мин. На данном этапе происходит рост слоя алмаза, легированного бором. Типичная скорость роста составляет 0.9 мкм/час.

Образец	d,	$R_{\Box}, \qquad \rho,$		$T_c$ ,	D,	
	ΗM	Ом	мкОм•см	Κ	$\mathrm{cm}^{2}\mathrm{c}^{-1}$	
N1	300	50	1500	2.25	$1.38 \pm 0.04$	
N2	70	220	1540	2.18	$1.30 \pm 0.02$	

Таблица 2.4. Параметры С:В пленок

Исследуемые образцы представляют собой пленки размерами  $3\times3$  мм<sup>2</sup>. При молярном соотношении газов (метана и водорода), составляющем 3.5 %, молярное отношение бора и углерода во введенной в камеру газовой смеси составляет 0.25% для образца N1 и 0.33% для образца N2. Другое отличие исследуемых образцов состоит в продолжительности роста, что привело к толщине d около 300 нм для образца N1 и толщине 70 нм для образца N2. Толщина пленок была определена методом спектроскопической эллипсометрии [122], проведенных в *in situ* процессе [123]. Параметры процесса роста пленок и их характеристики перечислены в Таблице 2.4. Для исследуемых C:В пленок были определены также такие характеристики, как поверхностное сопротивление  $R_{\Box}$ , критическая температура  $T_c$  и коэффициент диффузии D.

### Глава З

### Исследование процессов энергетической релаксации электронов в сверхпроводниковых алмазных пленках, легированных бором

В настоящей главе представлены результаты исследования отклика сверхпроводниковых алмазных пленок, легированных атомами бора, 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 (около 2.5×10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup>) и критической температурой около 2 К. Измерение частотных зависимостей отклика образцов  $\delta V(\omega_m)$  позволило определить механизмы энергетической релаксации между электронной и фононной подсистемами, а также исследовать процессы релаксации в неравновесном состоянии сверхпроводника. Основное внимание в данной работе уделялось исследованию температурной зависимости времени релаксации  $\tau(T)$  в присутстствии магнитного поля в относительно широком диапазоне температур и в нулевом магнитном поле в узкой температурной области около  $T_c$ . Основной результат данного исследования заключается в том, что время электрон-фононного рассеяния  $au_{e-ph}$  зависит от температуры как  $T^{-2}$ , что может быть связано с рассеянием носителей на примесных атомах с массой, отличной от массы атомов решетки. Также, было обнаружено, что, в узкой температурной области вблизи  $T_c$ , время релаксации  $\tau$  растет с каждой стороны при приближении к критической температуре  $T_c$ .

Результаты данного исследования опубликованы в работе [A1] из списка автора.

#### 3.1. Экспериментальные результаты

Сверхпроводниковые пленки алмаза, легированные атомами бора, можно рассматривать как термодинамическую систему, состоящую из двух взаимодействующих подсистем: электронов и фононов, которые связаны друг с другом посредством электрон-фононного взаимодействия (Рисунок 3.1). При облучении пленки амплитудно-модулированным излучением, температура электронной подсистемы будет меняться в соответствии с частотой модуляции. Амплитуда температурного отклика будет зависеть от постоянных времени электронной подсистемы (времен электрон-электронного и электронфононного взаимодействия). Время релаксации электронной температуры будет определяться отношением удельной электронной теплоемкости к коэффициенту теплоотвода между электронной и фононной подсистемами в пленке. Кроме того, из-за отсутствия поверхности раздела между фононами в легированном слое и фононами в подложке, мы полагаем, что время ухода неравновесных фононов в подложку значительно короче времени релаксации электронной температуры (времени релаксации сопротивления), исследуемого в настоящей работе.

Метод определения времени релаксации в сверхпроводниковых пленках подробно представлен в Главе 3. В результате данных измерений были получены частотные зависимости отклика  $\delta V(\omega_m)$  на амплитудно-модулированное излучение (с частотой модуляции  $\omega_m$ ). На Рисунке 3.2 представлены экспериментальные зависимости  $\delta V(\omega_m)$  для образца N2 (см. Таблицу 2.4) при различных температурах. При увеличении частоты  $\omega_m$  наблюдается спад амплитуды сигнала  $\delta V$ , который обусловлен процессом энергетической релаксации в материале. Экспериментальные данные описываются выражением:

$$\delta V(\omega_m) = \delta V_0 / \sqrt{1 + \omega_m^2 / \omega_{3dB}^2}, \qquad (3.1)$$



Рис. 3.1. Термодинамическое представление сверхпроводниковой легированной бором алмазной пленки, осажденной на алмазную (диэлектрическую) подложку.

что позволяет определить время энергетической релаксации как  $au = 1/\omega_{3dB}$ .

Представленнные на Рисунке 3.2 зависимости  $\delta V(\omega_m)$  измеряются при фиксированном значении тока смещения и при рабочей температуре  $T_b$ , соответствующей середине сверхпроводящего перехода (в данном случае устанавливается рабочая температура, при которой  $\partial R/\partial T = max$ , однако измерение  $\delta V(\omega_m)$  можно проводить при любой температуре, при которой значение  $\partial R/\partial T$  отлично от нуля). Для создания резистивного состояния при температурах ниже  $T_c$ , перпендикулярно плоскости образца прикладывается магнитное поле, близкое по значению к  $B_{c2}$  при заданной рабочей температуре  $T_b$ . Это позволяет смещать температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  и оставаться в рабочей точке при фиксированных значениях напряжения и тока, заданных первоначально в нулевом магнитном поле (для образца N2 $I_{bias} = 20$ мкА, U = 1 мВ, см. Рисунок 3.3). Для того, чтобы покрыть диапазон температур от 2.3 K до 1.7 K, прикладывается магнитное поле величиной от 0 до 0.4 T (Рисунок 3.4(а)). На Рисунке 3.4(6) представлены экспериментальные зави-



Рис. 3.2. Частотные зависимости отклика  $\delta V(\omega_m)$  образца N2 при различных температурах. Для удобства экспериментальные данные для каждой кривой были приведены к единому уровню (0 дБ). Сплошные кривые представляют собой расчетные кривые, полученные методом наименьших квадратов из Уравнения 3.1. Ошибка в определении частоты среза  $\omega_{3dB}$  не превышает 10 %.



Рис. 3.3. (a) Вольт-амперные характеристики при различных температурах (около T<sub>c</sub>) в нулевом магнитном поле. Под воздействием излучения рабочая точка (I = 20 мкА и U = 1 мВ) смещается вдоль линии эквивалентного нагрузочного сопротивления, что приводит к возникновению сигнала напряжения δV.

симости времени энергетической релаксации au от величины магнитного поля *В* при некоторых рабочих температурах  $T_b$ . Как видно из Рисунка 3.4(б), время релаксации au в температурном диапазоне 0.75  $T_c < T < 0.97 T_c$  не зависит от величины внешнего магнитного поля.

В температурном диапазоне 0.97  $T_c < T < 1.02 T_c$  (при данных рабочих температурах  $\partial R/\partial T \neq 0$ ) зависимости  $\delta V(\omega_m)$  были измерены в нулевом магнитном поле. Измерение  $\delta V(\omega_m)$  проводилось при фиксированном значении тока смещения ( $I_{bias} = 20$  мкА для образца N2). На Рисунке 3.5 представлены экспериментальные зависимости  $\delta V(\omega_m)$  для образца N2 в данном температурном диапазоне (Рисунок 3.5).

Для образца N1 были получены похожие экспериментальные зависимо-



Рис. 3.4. (а) Зависимость второго критического поля  $B_{c2}$  от температуры. (б) Зависимость времени релаксации  $\tau$  от величины магнитного поля B, перпендикулярного плоскости образца, при различных температурах  $T_b$ .



Рис. 3.5. Частотные зависимости отклика  $\delta V(\omega_m)$  образца N2 в температурном диапазоне 0.97  $T_c < T < 1.02 T_c$  и в нулевом магнитном поле.

сти  $\delta V(\omega_m)$ .

На Рисунке 3.6 представлены экспериментальные значения времени релаксации  $\tau$  в зависимости от температуры для обоих образцов. Результаты, представленые на Рисунке 3.6, построены как функция нормализованной критической температуры  $T_c^R$ , соответствующей середине резистивного перехода в отсутствии магнитного поля и, в дальнейшем, обозначаемой как  $T_c$  в Таблице 2.4.

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

- Режим I: в температурном диапазоне 0.75 T<sub>c</sub> < T < 0.95 T<sub>c</sub> экспериментальные зависимости τ(T), представленые на Рисунке 3.7, описываются температурной зависимостью τ = αT<sup>-p</sup>, где α и p представляют собой подгоночные параметры. Значения параметров α и p получены из экспериментальных зависимостей τ(T) с помощью метода наименьших квадратов и перечислены в Таблице 3.1. Для обоих образцов значение p = 2. Значения τ(T) соответствуют значениям 400 нс 700 нс в температурном диапазоне 1.7 К 2.2 К.
- Режим И: в температурном диапазоне 0.95 T<sub>c</sub> < T < 0.99 T<sub>c</sub>, время релаксации τ увеличивается в расходящейся манере при приближении к T<sub>c</sub> (см. Рисунок 3.6). Подобные экспериментальные зависимости τ(T) вблизи T<sub>c</sub> наблюдались в неупорядоченных пленках Nb [60]. В данном случае, время релаксации τ интерпретируется как время релаксации параметра порядка, или время продольной релаксации τ<sub>L</sub>, известное из неравновесной сверхпроводимости [51].
- Режим III: в температурном диапазоне 0.99  $T_c < T < 1.02 T_c$ , время релаксации  $\tau$  уменьшается с ростом температуры. Поскольку резистивное сверхпроводящее состояние достаточно близко к нормальному состоя-



Рис. 3.6. Экспериментальные значения времени релаксации  $\tau$  в зависимости от  $T_c/T_c^R$ . На левом рисунке представлены данные для образца N1, на правом рисунке - для образца N2.

нию, то данный режим может быть рассмотрен в контексте зависящих от времени сверхпроводниковых флуктуаций параметра порядка.

### 3.2. Обсуждение экспериментальных результатов

#### 3.2.1. Резистивное состояние сверхпроводниковой пленки

Ключевым ингридиентом метода определения времени энергетической релаксации в тонких сверхпроводниковых пленках является сильная зависимость сопротивления от электронной температуры в резистивном состоянии сверхпроводника. В данном случае процесс релаксации представляет собой восстановление резистивного сверхпроводящего состояния после воздействия излучения. Для исследования динамики процессов энергетической релаксации в материале может быть использовано резистивное сверхпроводящее состояние двух типов.

#### Tun A

К данному типу относится резистивный переход сверхпроводящей пленки в нулевом магнитном поле. Считается, что при температурах выше критической температуры  $T_c$  резистивный переход определяется, главным образом, амплитудными флуктуациями параметра порядка, известными как флуктуации Асламазова-Ларкина [124, 125] и Маки-Томпсона [126, 127]. При температурах ниже  $T_c$  картина возникновения резистивного состояния зависит от размерности исследуемого образца. В случае одномерных сверхпроводников резистивное состояние определяется термически активированными проскальзываниями фазы [51]. В случае двумерных пленок ситуация более сложная [128]. В тонких сверхпроводниковых пленках с высоким поверхностным сопротивлением возникновение сопротивления описывается теорией на основе модели Березинского - Костерлица - Таулеса (сокращено - БКТ-модель), в которой

центральную роль играют флуктуации фазы параметра порядка. Согласно данной модели сверхпроводниковая пленка при приближении к  $T_c$  вначале проходит через другую критическую температуру,  $T_{BKT}$ , при которой в пленке появляются свободные вихри из-за распада пар вихрей с противоположными циркуляциями (пара вихрь-антивихрь). Данные свободные вихри будут двигаться под влиянием транспортного тока, что, в свою очередь, приводит к появлению сопротивления. Зависимость сопротивления от температуры (экспоненциальный рост сопротивления с температурой) связан, прежде всего, с увеличением числа свободных вихрей. При этом предполагается, что параметром, контролирующим сверхпроводниковые свойства, в том числе и концентрацию свободных вихрей, является электронная температура. В случае тонких сверхпроводниковых пленок, таких как NbN, экспериментальный анализ резистивных сверхпроводниковых свойств в терминах БКТ-модели подтверждает необходимость учета размерности пленок [129]. Однако в режиме, когда поверхностное сопротивление пленки недостаточно велико, ожидается, что температура  $T_{BKT}$  достаточно близка к  $T_c$ . В данном случае, когда  $T_{BKT}$ близка к  $T_c$ , существование сопротивления в пленке обусловлено не только концентрацией свободных вихрей, но и амплитудными и фазовыми флуктуациями параметра порядка, что было экспериментально исследовано в работах Карлсона и Голдмана [130–132]. Из-за сложности описания возникновения сопротивления в двумерных сверхпроводниковых пленках, анализ резистивного состояния сверхпроводника не может быть ограничен какой-либо отдельной концептуальной моделью [133].

Кроме того, в однородных сверхпроводниковых системах, находящихся в режиме  $\Delta \ll k_B T$  (вблизи  $T_c$ ), неравновесное сверхпроводящее состояние, индуцированное ВЧ излучением, известно под названием симметричного (продольного) неравновесного состояния [51]. Релаксация такого неравновесного состояния зависит от электронной температуры  $T_e$ , критической температуры  $T_c$  и времени неупругой релаксации  $\tau_E$ . Во многих случаях  $\tau_E$  - это время электрон-фононного взаимодействия [1], которое само по себе также зависит от температуры. Время релаксации симметричного неравновесного состояния соответствует восстановлению сверхпроводникового состояния и зависит от температуры как  $(1 - T_e/T_c)^{1/2}$  [51].

В эксперименте для продвижения резистивного перехода в более низкие температуры (близкие к  $T_c$ ) пленка также смещается транспортным током, приводящем к сдвигу резистивного перехода. Полагается, что данный сдвиг резистивного перехода обусловлен тем, что транспортный ток приводит также к появлению дополнительных свободных вихрей [128].

#### $Tun \ B$

Резистивное состояние в сверхпроводнике может быть создано также внешним магнитным полем, перепендикулярным плоскости сверхпроводника. При полях выше  $B_{c1}$  в сверхпроводнике возникают вихри, поле в которых совпадает по направлению с внешним магнитным полем. Если к образцу приложить постоянный ток, то вихри будут двигаться под действием силы Лоренца, если она превосходит силу пиннинга. Сопротивление сверхпроводника, которое возникает при течении магнитного потока в направлении поперек транспортного тока, называется сопротивлением течения потока (от англ. - flux-flow regime). Такой режим нарушения коллективного пиннинга был недавно исследован в сверхпроводниковых пленках NbN [134].

В случае резистивного состояния (Тип Б), созданного магнитным полем, исследование процессов энергетической релаксации может быть проведено в широком диапазоне температур. Поскольку, устанавливая необходимое значение рабочей температуры (температуры термостата  $T_b$ ), и прикладывая магнитное поле, близкое к второму критическом полю  $B_{c2}$  при данной температуре  $T_b$ , можно получить резистивное состояние, зависящее от температуры. Для того, чтобы получить измеряемый отклик напряжения, к образцу допол-

90

нительно прикладывается низкий ток смещения. В данном случае возможно измерить напряжение, соответствующее модуляции электронной температуры, как функции приложенной частоты амплитудной модуляции внешнего излучения, при различных температурах T<sub>b</sub>.

В случае Б полагается, что резистивное сверхпроводящее состояние также контролируется электронной температурой. В противоположность первому случаю (тип A), сверхпроводящее состояние находится в режиме  $\Delta \gg$ *k*<sub>B</sub>T. Главное предположение состоит в том, что при поглощении ВЧ мощности изменения в резистивном сверхпроводящем состоянии, связанного с вязким течением вихрей, могут быть описаны ростом электронной температуры и не содержат каких-либо поправок, связанных с влиянием магнитного поля на резистивное состояние. Т.е. процессы, связанные с вязким течением вихрей и изменением концентрации вихрей, не влияют на экспериментальные результаты значительным образом. Таким образом, при исследовании процессов энергетической релаксации, единственным важным параметром является эффективная электронная температура (при заданных значениях магнитного поля *В* и тока смещения *I*), которая сравнивается с температурой тепловой (фононной) ванны Т<sub>b</sub>. Кроме того в эксперименте наблюдаемый отклик не зависит от уровня ВЧ мощности (т.е. находится в линейном по мощности режиме), что подтверждается в эксперименте.

Стоит также отметить, что перечисленные режимы можно рассматривать как три различных физических процесса. Однако следует учесть тот факт, что *Режим I* соответствует резистивному состоянию *Tuna E*, а *Peжим II* и *Режим III* соответствуют резистивному состоянию *Tuna A*. В обоих случаях, можно предположить, что резистивное сверхпроводящее состояние контролируется неоднородными неравновесными процессами, и его восстановление обусловлено как процессами рассеяния и рекомбинации квазичастиц, так и процессами диффузии. Однако на основе рассмотренных выше предположений изменение резистивного состояния сверхпроводника во всех случаях может быть сопоставлено изменению электронной температуры.

#### 3.2.2. Режим I

В температурном диапазоне 0.75  $T_c < T < 0.95 T_c$  зависимость  $\tau(T)$ , представленная на Рисунке 3.7 для обоих образцов, хорошо описывается степенной функцией  $\tau = \alpha T^{-p}$ , где  $\alpha$  и p представляют собой параметры, зависящие от материала. Для образца N1 получены экспериментальные значения  $\alpha = 1.91$  мкс·K<sup>p</sup> и  $p = 1.88 \pm 0.05$ , для образца N2 -  $\alpha = 1.92$  мкс·K<sup>p</sup> и  $p = 2.06 \pm 0.05$ . Экспериментальные зависимости  $\tau(T)$  соотвествуют значениям времени 400 нс и 700 нс при температурах 2.2 К и 1.7 К, соответственно.

Поскольку время релаксации  $\tau$  зависит от температуры степенным образом и практически не зависит от толщины, то данное время можно интерпретировать как время энергетической релаксации между электронной и фононной подсистемами в нормальном металле. В данном случае можно также пренебречь процессом ухода фононов в подложку, поскольку для исследуемых образцов фононы в пленке и подложке рассматриваются как единая система. Стоит также отметить, что в пленках TiN экспериментальное значение показателя степени p в зависимости  $\tau(T)$  равно 3, а в случае легированных бором пленок алмаза мы отчетливо наблюдаем p = 2.

В самом простом случае значение показателя степени p = 2 в зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$  предсказывается для двумерной фононной системы ( когда  $\lambda_T \gg d$ , где  $\lambda_T$  - длина волны теплового фонона и d - толщина пленки) без учета примесей. Однако данный случай не применим к исследуемым образцам, поскольку длина волны теплового фонона  $\lambda_T = (\hbar u_l)/(k_B T) \approx 60$ нм меньше толщины обоих образцов. Кроме того, существование двумерных фононов не совместимо с представлением об идеальном акустическом согла-



Рис. 3.7. Зависимость времени релаксации  $\tau$  от температуры в температурном диапазоне 0.75  $T_c < T < 0.95 T_c$ . Пунктирные линии построены в соответствии с Выражением (3.3).

совании между легированным слоем алмаза и остальной частью алмазной подложки. Таким образом, при дальнейшем анализе экспериментальных результатов следует исходить из теоретических предположений, основанных на трехмерном фононном спектре (3D).

В случае 3D фононов, анализ экспериментальной зависимости ( $au_{e-ph} \sim T^{-2}$ ) может быть проведен с точки зрения влияния беспорядка на процесс электрон-фононного взаимодействия и учета поляризации фононов.

В тонких неупорядоченных металлических пленках электрон-фононное взаимодействие имеет нелокальный характер с размером области взаимодействия  $\lambda_T$ . В диффузионном пределе для пленок с сильным упругим рассеянием, когда  $l \ll \lambda_T$ , предсказывается ослабление электрон-фононного взаимодействия по сравнению с чистым случаем [2, 3, 135]:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = 9.1 \frac{3\pi^4 \beta_t}{10} \frac{l}{k_F^2 u_t^3} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^4$$
(3.2)

где  $\beta_t = (2\epsilon_F/3)^2 (N_0/(2\rho_m u_t^2))$  - безразмерная постоянная, характеризующая взаимодействие электронов с поперечными фононами,  $p_F$  и  $\epsilon_F$  - импульс Ферми и энергия Ферми, соответственно,  $N_0$  - плотность состояний на уровне Ферми,  $\rho_m$  - плотность материала. Числовой коэффициент 9.1 описывает усредненный вклад в  $\tau_{e-ph}$  всех электронных состояний в энергетическом слое  $k_BT$  [72]. Ключевое допущение данной модели заключается в том, что центры рассеяния электронов (примеси) колеблются также, как и собственные атомы кристаллической решетки. Экспериментально зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-4}$ наблюдалась в одноэлементных металлических пленках, таких как Cu [53], Au [53], Hf [55] и Ti [55], а также при низких температурах (100 мК - 500 мК) в сильно легированных фосфором пленках Si ( $n = 4 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) [58].

Температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}$  предсказывается для случая, когда колебания электронных рассеивателей и атомов кристаллической решетки происходят по-разному. Такое теоретическое предположение может быть справедливо для систем, в которых рассеивающие атомы и атомы решетки имеют разные массы. В частности, такая зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}$  преимущественно наблюдалась в пленках, включающих в себя различные типы атомов, таких как металлические сплавы: CuZrAl [65], TiAl [69], TiAlSn [68], AuPd [61], VAl [67], CuCr [66], ZrSn и пленки In<sub>2</sub>O<sub>3-x</sub> с примесями Au [64] и пленки Al с примесями Mn [73].

В исследуемых образцах атомы углерода являются атомами решетки, а атомы бора можно рассматривать как рассеивающие атомы. Однако различие в массах между атомами бора и углерода составляет менее 10%. С другой стороны, длина упругого рассеяния на примесях *l* близка к среднему расстоянию между атомами бора, что, в свою очередь, поддерживает идею, что носители заряда рассеиваются на атомах, отличающихся от атомов, формирующих кристаллическую решетку. В таком случае энергетическая релаксация может определяться интерференцией процессов «чистого» электрон-фононного рассеяния и процессов упругого и неупругого рассеяния на примесях.

Электрон-фононное взаимодействие в исследуемых образцах можно рассматривать в приближении грязного случая, так как в заданном температурном диапазоне выполняется условие  $l \ll \lambda_T (l/\lambda_T \approx 0.2$  при T = 2.2 K). В рамках теории, разработанной А. Сергеевым и В. Митиным [4], экспериментальные результаты для обоих образцов хорошо описываются теоретической зависимостью с единственным подгоночным параметром *b*:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = 1.6b \frac{3\pi^2 \beta_t}{k_F^2 l u_t} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^2,\tag{3.3}$$

где числовой коэффициент  $b~(b_{max}=~0.25~[136])$  описывает различие в колебаниях примесных атомов и атомов кристаллической решетки. Для того, чтобы определить значение  $au_{e-ph}$  в соответствии с Уравнением 3.3, мы использовали такие материальные параметры как концентрация атомов Бора  $n_B$  [7], удельное сопротивление  $\rho$ , коэффициент электронной диффузии D. Используя модель Друде-Зоммерфельда [137] и полагая, что концентрация носителей заряда совпадает с концентрацией примесных атомов, мы оценили значения вектора Ферми  $k_F = \sqrt[3]{3\pi^2 n}$ , длины упругого рассеяния  $l = \frac{(3\pi^2)^{1/3}\hbar}{3e^2\rho\pi^2n^{2/3}}$ и эффективной массы носителей заряда  $m^* = rac{p_F l}{3D} pprox 0.5 m_e$ , где  $m_e$  - масса свободного электрона. Плотность состояний на уровне Ферми была получена из экспериментальных значений удельного сопротивления  $\rho$  и коэффициента электронной диффузии D согласно выражению  $N_0 = 1/(e^2 \rho D)$ . Значение плотности  $ho_m$  было взято для объемного алмаза ( $ho_m = 3.5$  г/см $^3$ ). Скорости звука для продольных фононов  $u_l = 16 imes 10^5 ext{ см/c}$ и для поперечных фононов  $u_t = 9.7 imes 10^5$  см/с были получены из анализа дисперсионных кривых для продольных и поперечных ветвей фононного спектра [138]. Все расчетные

Образец	lpha,	p	$n_B$ ,	$k_F,$	l,	$N_0,$	b
	мкс $ imes$ К $^p$		$\mathrm{CM}^{-3}$	$\mathrm{c}\mathrm{m}^{-1}$	НМ	$ m  m B^{-1}  imes m mm^{-3}$	
N1	1.91	$1.88 {\pm} 0.05$	$3 \times 10^{21}$	$4.5 \times 10^7$	0.41	$3.1 \times 10^{9}$	0.066
N2	1.92	$2.06 {\pm} 0.05$	$3 \times 10^{21}$	$4.5 \times 10^7$	0.39	$3.1 \times 10^{9}$	0.073

Таблица 3.1. Параметры исследуемых пленок С:В для оценки величины  $\tau_{e-ph}(T)$ 

параметры представлены в Таблице 3.1.

Дальнейший анализ результатов в соответствии с теоретической концепцией [4] можно провести также, если рассматривать рассеяние носителей заряда на димерах - молекулах, состоящих из двух атомов бора [139], которые, после определения их концентрации, могут привести к изменению значения подгоночного параметра *b*. Однако данное предположение требует дальнейшего экспериментального исследования.

Для полноты изложения, стоит также отметить, что зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}$  предсказывается для неупорядоченных полупроводников со слабым экранированием [140]. Электрон-фононное взаимодействие (через потенциалы деформации) в полупроводниках отличается от электрон-фононного взаимодействия в металлах [42]. Поскольку концентрация атомов бора достаточно высокая (порядка  $10^{21}$  cm<sup>-3</sup>), что обеспечивает выполнение условия  $\kappa^{-1} \ll \lambda_T$  (где  $\kappa^{-1} \approx 1.5 \text{ Å}$  - длина экранирования,  $\lambda_T \approx 60$  нм - длина теплового фонона в алмазе при T = 2.2 K), то можно считать, что теория электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных полупроводниках неприменима к исследуемым пленкам.

Следует также отметить несколько аспектов, связанных с определением времени электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$  методом поглощения амплитудно-модулированного ТГц излучения. Во-первых, измеряемое время представляет собой в действительности время потери энергии электронным газом, и является усредненным временем релаксации энергии одиночного электрона в диапазоне электронных состояний порядка  $k_BT$ . Данное время отличается от времени релаксации одиночного электрона на поверхности Ферми с электронным распределением при температуре ( $\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T)$ ) на числовые коэффициенты [48, 72]:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = a\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T) = \frac{3(n+2)\Gamma(n+2)\zeta(n+2)}{2\pi^2(2-2^{-(n-1)})\Gamma(n)\zeta(n)}\tau_{e-ph}^{-1}(\varepsilon_F, T),$$

которые учтены в представленных выше выражениях для  $au_{e-ph}(T)$ .

Во-вторых, измеряемое время представляет собой время релаксации температуры электронной подсистемы за счет электрон-фононного взаимодействия. Данное время отличается другого характерного времени - времени релаксации функции распределения или релаксации числа квазичастиц. Время релаксации функции распределения также часто называется временем электрон-фононного взаимодействия. Отличие данных времен заключается в следующем. Скорость энергетической релаксации квазичастицы зависит от ее энергии и растет в соответствии с ней. Полная энергия теплового распределения квазичастиц и, следовательно, температура определяются, главным образом, квазичастицами с высокими энергиями. Релаксация полной энергии происходит быстрее чем релаксация функции распределения (или релаксация числа квазичастиц). Значение числового множителя зависит от конкретного вида интеграла столкновений для электрон-фононного взаимодействия и не может быть рассчитано для общего случая [141]. Однако температурные зависимости для данных времен должны быть одинаковыми. В формулах, представленых выше, время электрон-фононного взаимодействия соостветствует времени релаксации числа квазичастиц, а не времени релаксации энергии. Но поскольку существует неопределенность в числовом коэффициенте в заданных формулах и неизвестным числовым множителем между данными временами, мы пренебрегаем данным различием.

#### 3.2.3. Режим II

В температурном диапазоне 0.95  $T_c < T < 0.99 T_c$  было обнаружено, что время релаксации  $\tau$  увеличивается в расходящейся манере при приближении к  $T_c$  (см. Рисунок 3.6). Поглощение ВЧ излучения приводит к возникновению неравновесного распределения квазичастиц в сверхпроводнике, при котором квазичастицы переходят в новые состояния с энергиями, значительно превыщающими значения сверхпроводящей щели при заданной температуре  $T_b$ . Время релакации системы к равновесному состоянию определяется временем релаксации параметра порядка или временем продольной релаксации  $\tau_L$ , известным из неравновесной сверхпроводимости [51]:

$$\tau_L \approx 3.7 \tau_E k_B T_c / \Delta \tag{3.4}$$

где  $\Delta(T \approx T_c) \approx 3.1 k_B T_c (1 - T/T_c)^{1/2}$ , 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 энергии сверхпроводниковой щели, то для наглядности экспериментальные результаты были перестроены следующим образом (см. Рисунок 3.8): на горизонтальной оси указаны значения температуры, на вертикальной оси указаны значения квадрата скорости релаксации  $\tau^{-2}$ . Прямые линии на Рисунке 3.8 соответствуют предположению, что мы наблюдаем продольное время релаксации, которое расходится как  $(T_c/(T_c - T))^{1/2}$ . В данном случае критическая температура  $T_c$  определяется как температура  $T_c^L$ , при которой значение параметра порядка  $\Delta$  обращается в нуль. Значения температуры  $T_c^L$  для обоих исследуемых образцов совпадают со значениями  $T_c^R$ , соответствующим середине сверхпроводящего перехода.

Время  $\tau_E$  является характерным временем, за которое неравновесная функция распределения возвращается к первоначальному равновесному респределению 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  $au_E$  при температуре  $T_c^L$  показывают, что  $au_E$  соответствуют приблизительно 50 нс для образца N2 (при температуре  $T_c^L = 2.20$  K) и 70 нс для образца N1 (при температуре  $T_c^L = 2.24$  K). Данные значения  $au_E$  в несколько раз меньше значений  $au_{e-ph}$ , измеренных в Pе 
abla cume I в настоящей работе (при температуре T = 2.2 К значение  $\tau_{e-ph}$  составляет 400 нс). Следует отметить, что время  $\tau_{e-ph}$ , наблюдаемое в *Режиме I*, представляет собой время релаксации энергии, которое должно быть в несколько раз короче времени релаксации функции распределения в том же процессе [141]. Таким образом, экспериментальные значения  $au_E$  более чем на порядок меньше значения времени релаксации функции распределения за счет электрон-фононного взаимодействия.

В работе [1], было также отмечено, что в сверхпроводниковых материалах с высокой температурой Дебая (в алмазе  $T_D = 1860$  K), существенную роль в процессах неупругого рассеяния может играть электрон-электронное рассеяние. В чистом металле время релаксации за счет электрон-электронного взаимодействия (для состояний около поверхности Ферми) определяется как:

$$\tau_{ee} \propto \frac{\hbar \epsilon_F}{(k_B T)^2},\tag{3.5}$$

что соответствует значениям  $\tau_{ee}$  порядка  $\approx 15$  нс при  $T_c = 2.2$  К. В неупорядоченных металлах, с короткой длиной свободного пробега, электрон-электронное взаимодействие усиливается по сравнению с чистым случаем. Характер



Рис. 3.8. Квадрат скорости релаксации  $(\tau_E^{-2})$  и сопротивление образца как функции температуры  $T_b$ . Прямые линии соответствуют температурной зависимости времени продольной релаксации как функции  $(T_c^L/(T_c^L - T))^{1/2}$ , где  $T_c^L$  - температура, при которой  $\tau^{-2} = 0$ .

электрон-электронного взаимодействия зависит от размерности системы, которая в свою очередь зависит от соотношения между толщиной пленки и длиной  $L_T = \sqrt{\hbar D/(k_B T)}$ , называемой тепловой диффузионной длиной [36]. Поскольку  $L_T \approx 25$  нм, можно считать, что оба образца находятся в трехмерном режиме для электрон-электронного взаимодействия.

В трехмерном случае в неупорядоченных металлах, скорость электронэлектронного рассеяния для электрона на поверхности Ферми, может быть описана выражением [35, 37]:

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = c \frac{1}{k_F l} \frac{(k_B T)^{3/2}}{\epsilon_F \sqrt{\hbar\tau}},\tag{3.6}$$

где  $c = (3\sqrt{3\pi})/16\zeta(3/2)(\sqrt{8}-1) \cong 2.75$ , и  $\tau = l^2/3D$  - время упругого рассеяния. Для температуры T = 2.2 К время электрон-электронного рассеяния составляет порядка 0.2 нс, что значительно меньше экспериментальных значений  $\tau_E$ . Таким образом, можно считать, что процесс электрон-электронного рассеяния не играет существенной роли в данном случае, и интерпретация экспериментальных значений  $\tau_E$  остается открытым вопросом.

В заключении можно снова отметить, что обнаруженное в *Режиме I* время энергетической релаксации  $\tau_{e-ph}$  (~400 нс) отличается от времени неупругой релаксации  $\tau_E$  (~50 - 70 нс), обнаруженного в *Режиме II*. Однако первоначальные экспериментальные значения времени релаксации  $\tau$ , измеренные с использованием резистивного состояния *Tuna A* и *Tuna Б*, количественно находятся на одинаковом уровне. Мы полагаем, что представленный анализ экспериментальных данных является слишком упрощенным для сравнения данных времен по абсолютной величине. Поскольку в случае, когда образец находится в резистивном состоянии *Tuna A*, т.е. достаточно близко к  $T_c$ , так что  $\Delta \ll k_B T$ , в системе существуют вихри с противоположными полярностями и также могут возникать неоднородности, связанные с неоднородностью параметра порядка. Резистивное состояние *Tuna Б* представляет собой неоднородное состояние с вихрями одинаковой полярности и значениями параметра порядка  $\Delta \gg k_B T$  за пределами вихрей. Таким образом, восстановление сверхпроводникового резистивного состояния во времени представляет собой сложный процесс, который может влиять на абсолютные значения  $\tau$ . Однако, стоит подчеркнуть, что мы с уверенностью наблюдаем температурные зависимости  $\tau(T) \sim T^{-2}$  и  $\tau(T) \sim (T_c/(T_c - T))^{1/2}$  в соответствующих температурных диапазонах.

#### 3.2.4. Режим III

В области температур 0.99  $T_c < T < 1.02 T_c$ , соответствующей области резистивного перехода в зависимости R(T), мы наблюдаем уменьшение времени релаксации  $\tau$  с ростом температуры.

Известно, что в области резистивного перехода происходят термически активированные процессы возникновения вихрей (проскальзывания фазы), а также существуют амплитудные флуктуации параметра порядка, которые постепенно переходят в сверхпроводниковые флуктуации в нормальном состоянии. При температурах выше критической  $T_c$  флуктуации описываются теорией Асламазова-Ларкина с помощью зависящих от времени уравнений Гинзбурга-Ландау [51]. Время жизни сверхпроводниковых флуктуаций, за которое временное существование сверхпроводящего параметра порядка восстанавливается к нормальному состоянию, определяется как:

$$\tau_0 = \frac{\pi\hbar}{8k_B(T - T_c)}.\tag{3.7}$$

На Рисунке 3.9 показано, что время релаксации  $\tau$  увеличивается в расходящейся манере при приближении к некоторой температуре  $T_c^P$  с обоих сторон. Данная температура  $T_c^P$  соответствует пику между *Режимами II* и *Режимами III*. Значения температуры  $T_c^P$  отличаются от значений  $T_c^R$  и  $T_c^L$  в пределах 1% - 3%. Это отличие в температурах может быть связано с тем, что температура  $T_c^R$  измерена при минимальном возмущении (при малом токе смещения  $I_b \sim 0.1$  мкА - 0.3 мкА), в то время как температуры  $T_c^L$  и  $T_c^P$  получены в режиме измерений, когда ток смещения в рабочей точке  $I_{bias}$ значительно превышает значение тока  $I_b$  ( $I_{bias} \approx 20$  мкА). Таким образом, температура  $T_c^P$  может рассматриваться как критическая температура  $T_c$ , выше которой доминируют сверхпроводниковые флуктуации. Наблюдаемая температурная зависимость  $\tau(T)$  находится в согласии предполагаемым режимом (Рисунок 3.9), но экспериментальные данные достаточно ограничены для того, чтобы сделать вывод о том, что мы наблюдаем в действительности.

Стоит отметить, что *Режим III* в экспериментах, исследующих время релаксации сопротивления в сверхпроводниковых пленках, наблюдается впервые. В сравнении с предыдущими результатами исследования сверхпроводниковых флуктуаций, где спонтанные тепловые флуктуации параметра порядка исследуются с помощью туннельного перехода [142, 143], преимущество данного метода заключается в прямом восстановление электронной системы после возмущения и возможности поддерживать фононы в тепловом равновесии. Однако для того, чтобы сделать более аккуратные выводы, необходимо дальнейшее детальное исследование.

#### 3.3. Выводы к главе

Сверхпроводниковая легированная бором пленка алмаза, нанесенная на алмазную подложку, представляет собой уникальную систему, позволяющую исследовать неравновесные эффекты в материале. В данной работе исследовались процессы релаксации неравновесного состояния, вызванного действием амплитудно-модулированного ТГц излучения. Были обнаружены три разных режима релаксации неравновесного состояния, характеризующиеся



Рис. 3.9. Время релаксации как функция температуры  $T - T_c^P$ , где температура  $T_c^P$  соответствует температуре пика между *Режимом II* и *Режимом III*. С обоих сторон время релаксации увеличивается в расходящейся манере при приближении к  $T_c^P$ . Для образца N1 три последних экспериментальных значения  $\tau$  были измерены в температурной области, соответствующей нормальному состоянию сверхпроводника со сверхпроводниковыми флуктуациями. Данная область требует более детального исследования, поэтому мы исключаем данные точки из дальнейшего обсуждения экспериментальных результатов.

различными значениями и температурными зависимостями времени релаксации.

Можно выделить следующие основные результаты, представленные в данной главе:

- В температурном диапазоне 0.75 T<sub>c</sub> < T < 0.95 T<sub>c</sub> наблюдается медленная энергетическая релаксация, обусловленная процессом электронфононного взаимодействия. Время электрон-фононного рассеяния τ<sub>e-ph</sub> согласуется с температурной зависимостью T<sup>-2</sup>, которая обусловлена рассеянием носителей заряда на примесных атомах в соответствии с теорией Сергеева и Митина [4].
- 2. В узком температурном диапазоне 0.95 T<sub>c</sub> < T < 0.99 T<sub>c</sub> восстановление равновесного состояния определяется процессами неравновесной сверхпроводимости и происходит за время продольной релаксации τ<sub>L</sub> [51]. В данном режиме релаксации время τ<sub>E</sub>, связанное с процессами неупругого рассеяния, отличается на один порядок по величине от времени энергетической релаксации τ<sub>e-ph</sub>, найденном при низких температурах. На настоящий момент, мы не можем дать окончательное толкование разнице в абсолютном значении между данными временами.
- 3. В области температур 0.99  $T_c < T < 1.02 T_c$ , где предполагается существенную роль играют флуктуации параметра порядка, зависимость времени релаксации от температуры  $\tau(T)$  расходится при приближении к  $T_c$ . Однако данный режим релаксации требует более детального исследования.

Стоит также отметить, что сверхпроводимость в пленках алмаза, легированных атомами бора, как указано в работе [144], тесно связана продольными модами (модами растяжения, валентными модами) между атомами углерода и бора. Это, в свою очередь, подразумевает, что электрон-фононное взаимодействие, приводящее к сверхпроводимости тесно связано с присутствием атомов бора. Зависимость  $\tau_{e-ph} \propto T^{-2}$ , интерпретируемая в рамках модели Сергеева и Митина [4], также предполагает, что электрон-фононное рассеяние определяется наличием примесных атомов (атомов бора) с массой, отличной от массы атомов решетки. Таким образом, дальнейший анализ результатов, полученных в настоящей работе, следует провести в объединении идей, представленных в работах [4, 144].

### Глава 4

# Электрон-фононное взаимодействие в неупорядоченных пленках нитрида титана

В настоящей главе представлены результаты исследования частотных зависимостей отклика  $\delta V(\omega_m)$  на поглощение амплитудно-модулированного субТГц излучения в сверхпроводниковых пленках ТіN. Исследуемые образцы были изготовлены методами магнетронного распыления и атомно-слоевого осаждения. При исследовании  $\delta V(\omega_m)$  образцы находились в резистивном состоянии, обусловленном, главным образом, внешним магнитным полем, близким по значению к  $B_{c2}$  при заданной рабочей температуре  $T_b$  (резистивное состояние *muna* E). Измерение частотных зависимостей отклика образцов  $\delta V(\omega_m)$  позволило определить механизмы энергетической релаксации в тонких сверхпроводниковых пленках TiN. Основной результат заключается в том, что время электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$  в пленках TiN зависит от температуры как  $T^{-3}$ .

Результаты данного исследования опубликованы в работах [А2, А3].

#### 4.1. Экспериментальные результаты

# 4.1.1. Исследование пленок TiN, осажденных методом магнетронного распыления

Параметры исследуемых пленок TiN представлены в Таблице 2.2. Данные пленки были осаждены на сапфировые подложки и структурированы в мостики шириной 2 мкм и длиной 14 мкм.

Измерение частотных зависимостей отклика  $\delta V(\omega_m)$  осуществлялось в рабочей точке при температуре, соответствующей середине сверхпроводяще-

го перехода (где  $\partial R/\partial T = max$ ), и токе смещения  $I_{bias} = 5 - 10$  мкА. Для того, что покрыть температурный диапазон 1.7 К - 4.2 К, при измерениях ниже  $T_c$ прикладывалось магнитное поле величиной до 2 Т. На Рисунке 4.1 представлены температурные зависимости сопротивления R(T) при разных магнитных полях и соответствующие им частотные зависимости отклика  $\delta V(\omega_m)$ при разных температурах. Представленные результаты получены на образца TiN N1, аналогичные зависимости наблюдались и для остальных образцов.

Значения времени релаксации  $\tau$  рассчитаны из экспериментальных зависимостей  $\delta V(\omega_m)$  в соответствии с Выражением 2.15. Температурные зависимости времени релаксации  $\tau(T)$  для всех исследуемых образцов (N1, N2, и N3, Таблица 2.2) представлены на Рисунке 4.2. Образцы N1, N2 и N3 имеют толщины 80 нм, 22 нм, 15 нм, соответственно, и критические температуры 4.6 K, 3.6 K, 2.6 K, соответственно. Стоит заметить, что исследуемые образцы имеют практически одинаковые значения удельного сопротивления (среднее значение  $\rho$  составляет порядка 100 мкОм·см), что соответствует длине упругого рассеяния электронов  $l \approx 0.45$  нм для всех образцов.

Экспериментальные результаты, представленные на Рисунке 4.2, описываются степенной зависимостью  $\tau \sim T^{-p}$  с значением показателя степени p, равным  $3.05 \pm 0.14$  для образца N1 и  $2.84 \pm 0.38$  для образца N3. В общей тенденции экспериментальные значения  $\tau$  увеличиваются от 5.5 нс до 88 нс при уменьшении температуры от 4.2 K до 1.7 K, что соответствует зависимости  $\tau = \alpha T^{-3.0\pm0.13}$ , где  $\alpha = 407$  нс·K<sup>3</sup>.

# 4.1.2. Исследование пленок TiN, изготовленных методом атомно-слоевого осаждения

Экспериментальные образцы представляют собой пленки TiN, нанесенные методом ACO на подложки Si с подслоем SiO<sub>2</sub>. Исследуемые образцы


Рис. 4.1. (а) Температурная зависимость сопротивления для образца N1 в разных магнитных полях. (б) Частотные зависимости отклика для образца N1 при разных температурах.



Рис. 4.2. Температурная зависимость времени энергетической релаксации для образцов N1, N2 и N3.

имеют толщины 89 нм, 45 нм, 22 нм, 11 нм и обозначены как *E*, *D*, *C* и *B*, соответствено. Параметры исследуемых пленок TiN представлены в Таблице 2.3.

Для данных пленок TiN (как в принципе и для всех пленок, изготовленных методом ACO) является характерным следующее: при уменьшении толщины пленки повышается степень неупорядоченности в материале, что отражается в увеличение удельного сопротивления  $\rho$  и в уменьшении длины упругого рассеяния электронов *l*. При уменьшении толщины пленки от 89 нм до 11 нм значение  $\rho$  увеличивается от 120 мкОм·см до 356 мкОм·см, а значение *l* изменяется от 7.3  $\mathring{A}$  до 3.5  $\mathring{A}$ , соответственно.

На Рисунке 4.3 представлены частотные зависимости отклика  $\delta V(\omega_m)$ при разных температурах для образца *E*. Экспериментальные результаты также хорошо описываются Выражением 2.15. На Рисунке 4.4 представлены температурные зависимости времени релаксации  $\tau(T)$ , которые хорошо согласуются со степенной зависимостью  $\tau(T) \sim T^{-p}$ . Экспериментальные значения показателя степени *p* перечислены в Таблице 4.1.

Для трех образцов, обозначенных как E, D и C, экспериментальные значения  $\tau(T)$  находятся в хорошем согласии с выражением  $\tau(T) = \alpha \cdot T^{-3.00\pm0.11}$ , где  $\alpha = 455$  нс×K<sup>3</sup>, что соответствует значениям  $\tau$  - 12 нс при = 3.38K и 91 нс при = 1.7 К. Однако, результаты, полученные для образца B, отличаются от других пленок и описываются выражением  $\tau = 450 \times T^{-4.07\pm0.64}$  со значением  $\tau = 53$  нс при T = 1.7 К.

Экспериментальные значения  $\tau(T)$  для пленок TiN, изготовленных методом ACO (с толщинами 22 нм - 89 нм), совпадают с результами, полученными для пленок TiN, осажденных методом магнетронного распыления. Только в случае самого тонкого образца (B) наблюдается отклонение от общей тенденции. При уменьшении длины упругого рассеяния l от 7.3 Å до 4.4 Å, значения  $\tau(T)$  слабо зависят от беспорядка, а существенно изменяются ( уменьшаются



Рис. 4.3. Частотные зависимости отклика образца при разных температурах. На вкладке рисунка представлены значения магнитного поля, соответствующие заданной рабочей температуры  $T_b$ .

Пленка	d,	$T_c$ ,	l,	$p\pm \Delta p$	$ au~(T=1.7~{ m K}),$
	ΗМ	Κ	Å		нС
В	11	1.87	3.5	$4.07 \pm 0.64$	53
С	22	2.45	4.4	$2.76 {\pm} 0.19$	88
D	45	2.8	5.7	$3.08 \pm 0.12$	91
E	89	3.35	7.3	$3.26 \pm 0.14$	101

Таблица 4.1. Параметры пленок TiN, изготовленных методом ACO.



Рис. 4.4. Температурные зависимости времени энергетической релаксации для пленок TiN, выращенных методом ACO. На вкладке рисунка представлена зависимость времени релаксации от длины свободного пробега при температуре 1.7 К.

приблизительно в два раза) только для образца B с длиной упругого рассеяния l = 3.5 Å. Наблюдаемая зависимость  $\tau$  от длины упругого рассеяния lпри T = 1.7 K представлена на вкладке Рисунка 4.4.

#### 4.2. Обсуждение экспериментальных результатов

В общем случае экспериментальные значения  $\tau$  в пленках TiN зависят от температуры и не зависят от толщины пленок. Кроме того, можно предположить, что процесс ухода неравновесных фононов в подложку происходит гораздо быстрее электрон-фонононного рассеяния. Поскольку время ухода фононов в подложку ( $\tau_{esc} = 4d/\alpha u_s$ , где  $\alpha$  - коэффициент акустического согласования между пленкой и подложкой,  $u_s$  - скорость звука) зависит от толщины пленки, и для металлических пленок  $\tau_{esc}$  в среднем составляет порядка 10 - 20 пс/нм. Для пленки TiN толщиной 89 нм значение  $\tau_{esc}$  не превышает 2 нс, что существенно меньше экспериментальных значений  $\tau$  в рабочем температурном диапазоне 1.7 < T < 4.2 К. Кроме того, экспериментальные значения  $\tau(T)$  в пленках TiN не зависят от типа подложки, что в свою очередь, также является подтверждением того, что процесс энергетической релаксации электронной подсистемы не зависит от акустического согласования пленки и подложки, и определяется, главным образом, электрон-фононным взаимодействием.

Модель электронного разогрева применима к исследуемой системе в предположении, что время электрон-электронного рассеяния  $\tau_{ee}$  существенно короче  $\tau_{e-ph}$ . Данное условие также выполняется в исследуемых пленках TiN, поскольку оценочное значение  $\tau_{ee}$  в условиях сильного электронного рассеяния составляет менее 1 нс при гелиевых температурах.

Основной экспериментальный результат данного исследования состоит в том, что в пленках TiN время электрон-фононного взаимодействия зависит

Пленка	$\epsilon_F,$	$k_F,$	$v_F,$	$u_l,$	$u_t,$	N(0),	$ ho_m,$	$\alpha_c,$
	эΒ	$\mathrm{cm}^{-1}$	cm/c	см/с	cm/c	э $B \times c$ м <sup>-3</sup>	$_{\Gamma}/c$ м $^3$	$_{ m HC}  imes { m K}^3$
TiN $E$	1.6	$1.2 \times 10^{8}$	$4.2 \times 10^{7}$	$10.7 \times 10^{5}$	$5.1 \times 10^{5}$	$5.0 \times 10^{22}$	5.4	726
TiN $B$	0.96	$1.0 \times 10^8$	$2.9{\times}10^7$	$10.7 \times 10^{5}$	$5.1 \times 10^{5}$	$5.2 \times 10^{22}$	5.4	1500

Таблица 4.2. Рассчетные параметры пленок TiN

от температуры как  $\tau_{e-ph} \sim T^{-3}$ . Стоит отметить, что значение показателя степени p = 3 для пленок TiN сообщалось в работе [145]. Данное значение pбыло полученно в результате измерений зависимости мощности P, поглощенной в объеме сверхпроводникового детектора на основе TiN, от температуры подложки  $T_b$  в интервале температур 0.015 К - 0.05 К. Кроме того, в работе [145] за счет подачи маленького импульса к напряжению смещения была измерена постоянная времени TiN детектора, работающего в режиме на краю сверхпроводникового перехода. Экспериментальное значение постоянной времени при 50 мК составило 5 мс, что также согласуется с экстраполяцией наших экспериментальных данных до температуры 50 мК.

Для анализа экспериментальных результатов в рамках существующих теоретических моделей, предсказывающих значения показателя степени p = 3, мы оценили величину числового коэффициента  $\alpha_{calc}$  в зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$ . Для этого были использованы следующие параметры материала (Таблица 4.2): значения вектора Ферми  $k_F$ , скорости Ферми  $v_F$  и энергии Ферми  $\epsilon_F$  были определены из экспериментальных значений концентрации электронов  $n_e$ , удельного сопротивления  $\rho$  и коэффициента диффузии D, используя выражения  $k_F = \sqrt[3]{3\pi^2 n}$ ,  $v_F = \hbar k_F/m^*$ ,  $\epsilon_F = m^* v_F^2/2$ , где  $m^* = (p_F l)/(3D)$ . Также в оценках были использованы значения плотности  $\rho_m$  и скорости звука  $u_s$  в TiN [146, 147].

Согласно оценкам экспериментальные данные (для образца TiN E) бли-

же всего описываются Выражением 1.7 [43], которое соответствует случаю взаимодействия электронов с продольными и поперечными фононами при низких температурах (значения  $\alpha_c$  представлены в Таблице 4.2). В ситуации, которая учитывает взаимодействие электронов только с продольными фононами (Выражение 1.10 [4]), оценочное значение коэффициента  $\alpha_c$  превышает экспериментальное значение  $\alpha$  в 20 раз. Однако данные модели для  $\tau_{e-ph}(T)$ справедливы только для «чистого» случая при  $q_T l > 1$ .

В исследуемых пленках TiN значение параметра  $q_T l$  равно 0.1 уже при T = 4.2 K, что соответствует «грязному» случаю для электрон-фононного взаимодействия. В случае пленок с сильным упругим рассеянием теория предсказывает ослабление электрон-фононного взаимодействия [2, 3], и ожидается, что  $\tau_{e-ph}(T) \sim T^{-4}l^{-1}$ , и это подтверждается в ряде экспериментальных работ [53, 55]. Ключевое предположение данной теории состоит в рассеянии электронов на примесях (или дефектах), колеблющихся также как и атомы решетки. В альтернативном случае, когда учитывается рассеяние электронов на «статических» (тяжелых) примесях или жестких границах, теория предсказывает  $\tau_{e-ph}(T) \sim T^{-2}l$  [4]. Тот факт, что мы получили значение p = 3, а не p = 4 или p = 2, может быть связан с несколькими причинами. Во-первых, значение p = 3 может определяться так называемым промежуточным режимом взаимодействия электронов с поперечными фононами, когда  $q_T l \sim 1$  [4]. Однако условие  $q_T l \ll 1$  в исследуемых пленках TiN выполняется как для продольной, так и для поперечных фононных ветвей в рабочем температурном диапазоне. Во-вторых, температурные зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$ , предсказываемые теорией для «чистого» и «грязного» случая, 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 времени релаксации нужны сведения о

таких материальных параметрах, как скорость звука в материале, которые в случае тонких пленок также неизвестны.

Рассмотрение наблюдаемой  $T^{-3}$ -зависимости для  $\tau_{e-ph}$  в грязном случае с точки зрения взаимодействия электронов с двумерными фононами [49] (для пленок TiN с толщинами менее 20 нм) предсказывает скорость релаксации, которая на три порядка меньше по сравнению с наблюдаемой в эксперименте. В действительности в работе [49] рассматриваются двумерные фононы, которые не эффективны в тепловой термализации, поскольку они распространяются вдоль пленки и имеют слабую тепловую связь с подложкой.

Исследование влияния беспорядка на процесс энергетической релаксации показало, что в пленках TiN с длиной упругого рассеяния l = 7.3 -4.4 Å значения  $\tau_{e-ph}(T)$  слабо зависят от беспорядка, а именно, от длины свободного пробега l, и только в случае пленки TiN с l = 3.5 Å значения  $\tau_{e-ph}(T)$  отличаются от общей тенденции, наблюдаемой для исследуемых образцов TiN. Теория электрон-фононного взаимодействия для «грязного» случая также имеет противоречивые предсказания по поводу влияния беспорядка на зависимость  $\tau_{e-ph}(l)$ . Существуют две противоположные ситуации, когда  $\tau_{e-ph}^{-1} \sim T^4 l [2, 37]$  и  $\tau_{e-ph}^{-1} \sim T^2 l^{-1}$  [4]. Однако, было проведено относительно мало экспериментальных исследований зависимости  $\tau_{e-ph}(l)$  в «грязном» случае, и результаты данных исследований также находятся в противоречии с теорией. Например,  $\tau_{e-ph}$  практически не зависит от длины свободного пробега в неупорядоченных пленках NbC [72], в пленках Al наблюдается зависимость  $\tau_{e-ph}^{-1} \sim l^{-0.6}$  [148], а в пленках Nb -  $\tau_{e-ph}^{-1} \sim T^2 l$  [60].

Стоит отметить, что экспериментальные зависимости  $\tau_{e-ph}(T)$  в тонких пленках с высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии отличаются от того, что предсказывается теорией, например, в пленках NbN наблюдается зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-1.6}$  [74]. Интерес к таким неупорядоченным материалам, как TiN и NbN, связан также с тем, что увеличение удель-

117

ного сопротивления в нормальном состоянии приводит к переходу из сверхпроводникового состояния в диэлектрическое [26, 108]. В непосредственной близости от данного перехода в неупорядоченных пленках TiN были обнаружены большие пространственные флуктуации параметра порядка  $\Delta$  [28]. Кроме того, систематическое исследование электродинамического отклика СВЧ резонаторов на основе пленок TiN свидетельствует о том, что некоторые «всплывающие» свойства пленок TiN отличаются от свойств традиционных сверхпроводников, таких как, например, Al [31]. В частности, температурная зависимость времени жизни неравновесных квазичастиц  $au_{ap}(T)$  в сверхпроводниковых резонаторах на основе TiN отличается от теоретически предсказываемой экспоненциальной зависимости ( $au_{ap}(T) \propto exp(\Delta/k_B T)$ ) в сверхпроводниковых пленках [1]. В рамках двухжидкостной модели сверхпроводимости также предполагается, что в процессе рекомбинации квазичастиц в куперовские пары увеличение концентрации куперовских пар происходит с той же скоростью, что и уменьшение концентрации квазичастиц. Однако при исследовании оптического отклика KID-детектора на основе TiN было обнаружено, что при низких температурах (T = 100 мK) диссипативная составляющая отклика детектора имеет более короткое время спада, чем индуктивная часть [149]. Это различие во времени спада уменьшается при более высокой температуре (160 мК). В работе [33] было также обнаружено, что чувствительность KID-детектора на основе TiN повышается с увеличением мощности излучения, что находится в противоречии с принципом работы детектора на кинетической индуктивности. Гипотеза, предложенная в работе [149] для объяснения наблюдаемых особенностей, состоит в том, что аномальный отклик на излучение в таких неупорядоченных материалах, как TiN, обусловлен неоднородностью их сверхпроводящих свойств, т.е. спонтанно возникающими неоднородными электронными состояниями. Существующие теории электрон-фононного взаимодействия предполагают, что в случае сильно неупорядоченных проводников электронные состояния остаются пространственно однородными.

Стоит также отметить, что в случае самой неупорядоченной пленки в нашем исследовании (образец *B*) отклонение  $\tau_{e-ph}(T)$  от общей тенденции может быть связано с очень короткой длиной свободного пробега (l = 3.5 Å), которая в данном случае меньше межатомного расстояния в TiN (a = 4.1Å [111]). Такая короткая длина свободного пробега свидетельствует о том, что исследуемые пленки могут находиться в аномальном режиме, в котором они не могут рассматриваться, как обычные металлические пленки. Из-за сильного беспорядка между эффектами, связанными с локализацией и со сверхпроводимостью, возникает сильная конкуренция, что приводит к неоднородностям параметра порядка  $\Delta$  в сверхпроводящем состоянии. А это в свою очередь может оказывать влияние на резистивный переход, который мы используем в настоящей работе для определения эффективной электронной температуры. Данное предположение, конечно, требует дальнейшего детального исследования.

### 4.3. Выводы к главе.

Основные результаты работы, представленные в настоящей главе:

1. Экспериментальные значения времени электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$  пропорциональны  $T^{-3}$  в температурном диапазоне 1.7 < T < 4.2 К. Было обнаружено, что данная зависимость  $\tau_{e-ph}(T)$  не зависит от метода изготовления пленок TiN, от типа подложки, а также от толщины пленки (в диапазоне толщин 15 - 89 нм) и удельного сопротивления (100 - 253 мкОм·см).

- 2. Экспериментальные значения времени  $au_{eph}$  состаляют 5.5 нс и 91 нс при температурах 4.2 К и 1.7 К, соответственно.
- 3. В случае самой тонкой и неупорядоченной пленки TiN в данном исследовании (с толщиной d = 11 нм, удельным сопротивлением ρ = 356 мкОм⋅см и длиной упругого рассеяния l ≈ 0.35 нм) наблюдается отклонение от общей тенденции с более эффективной релаксацией.
- 4. Экспериментальные зависимости  $au_{e-ph}(T)$  для пленок TiN отличаются от всех теоретических предсказаний для случая неупорядоченных металлических пленок.

# Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы получены следующие основные результаты:

- 1. Наблюдается, что при поглощении амплитудно-модулированного суб Гц 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  $0.75T_c < T < 0.95T_c$ . Время электрон-фононного взаимодействия описывается температурной зависимостью  $\tau_{e-ph} \sim T^{-2}$ , обусловленной интерференцией процессов электрон-фононного рассеяния и рассеяния носителей на примесных атомах.
- 2. 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 $T_c$ , что соответствует времени релаксации параметра порядка  $\tau_L$ , связанного с симметричным распределением неравновесных квазичастиц по ветвям спектрам возбуждений. Значение времени энергетической релаксации  $\tau_E$  в данном процессе составляет 50 нс при  $T_c$ .
- 3. 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<sub>c2</sub>(T), определяется электронфононным взаимодействием. Значение времени энергетической релаксации составляет около 90 нс при температуре 1.7 К. Время электрон-

фононного взаимодействия в пленках TiN описывается температурной зависимостью  $\tau_{e-ph} \sim T^{-3}$ . Данная зависимость  $\tau_{e-ph}(T)$  наблюдается в пленках TiN, изготовленных методом магнетронного распыления (со средним значением удельного сопротивления  $\rho \approx 100$  мкОм·см), и в пленках TiN, полученных методом атомно-слоевого осаждения (в диапазоне удельных сопротивлений  $\rho \approx 120$  - 250 мкОм·см). Экспериментальная зависимость  $\tau_{e-ph} \sim T^{-3}$  отличается от всех теоретических предсказаний для неупорядоченных металлических пленок.

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю Г.Н. Гольцману за предоставленную возможность заниматься интересной и актуальной научной работой, за прекрасную организацию научной работы и за всестороннее содействие. Автор искренне благодарен профессору Т. М. Клапвику за руководство в написании статей, за критический подход к исследованию и стремление глубже разбираться в предмете. Автор также выражает искреннюю признательность всем коллегам по работе, за помошь в осуществлении работы и за дружеское участие.

# Список публикаций

- A1. Kardakova A., Shishkin A., Semenov A. et al. Relaxation of the resistive superconducting state in boron-doped diamond films // отправлена в печать
  Physics Review B. 2015. (авторский вклад 50%).
- A2. Kardakova A., Finkel M., Morozov D. et al. The electron-phonon relaxation time in thin superconducting titanium nitride films // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 103. P. 252602 (4). (авторский вклад 50%).
- A3. Kardakova A., P.C.J.J.Coumou, Finkel M. et al. Electron-phonon energy relaxation time in thin strongly disordered titanium nitride films // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2015. Vol. 25. P. 2400404 (4). (авторский вклад 50%).
- A4. Kardakova A., P.C.J.J.Coumou, Finkel M. et al. Electron-phonon interaction time in disordered TiN films // Third international conference on quantum technologies (ICQT). 2015. - 13 - 17 July. P. 135.
- A5. Kardakova A., P.C.J.J.Coumou, Finkel M. et al. Energy relaxation time in strongly disordered titanium nitride films // The 4th Russia-Japan-USA Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies. 2015. — 9 - 12 June. Pp. 33 – 34.
- Аб. А.Кардакова, П.Комю, М.Финкель и др. Время электрон-фононного взаимодействия в сильно разупорядоченных пленках нитрида титана // Труды XIX международного симпозиума Нанофизика и наноэлектроника. 2015. — 10 - 14 марта. С. 40 – 41.
- А7. А.Кардакова, М.Финкель, Д.Морозов и др. Время электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниковых пленках нитрида титана // Тру-

ды XVIII международного симпозиума Нанофизика и наноэлектроника. 2014. — 10 - 14 марта. С. 47 – 48.

# Литература

- Kaplan S. B., Chi C. C., Langenberg D. N. et al. Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 14. P. 4854.
- Schmid A. Electron-phonon interaction in impure metal // Z. Physik. 1973. Vol. 259. P. 421.
- Reizer M. Y., Sergeev A. Electron-phonon interaction in impure metals and superconductors // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1986. Vol. 90. P. 1056.
- Sergeev A., Mitin V. Electron-phonon interaction in disordered conductors: static and vibrating scattering potentials // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. P. 6041.
- Ekimov E. A., Sidorov V. A., Bauer E. D. et al. Superconductivity in diamond // Nature. 2004. Vol. 428. P. 542.
- Bustarret E., Kacmarcik J., Marcenat C. et al. Dependence of the superconducting transition temperature on the doping level in single crystalline diamond films // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 237005.
- Klein T., nad J. Kacmarcik P. A., Marcenat C. et al. Metal-insulator transition and superconductivity in boron-doped diamond // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 165313.
- Gaidarzhy A., Imboden M., Mohanty P. et al. High quality factor gigahertz frequencies in nanomechanical diamond resonators // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. P. 203503.
- Y.Shim, Tahan C. Superconducting-semiconductor quantum devices: from qubits to particle detectors // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2015. Vol. 21. P. 9100209.

- Mandal S., Bautze T., Williams O. A. et al. The diamond SQUID // ACS Nano. 2011. Vol. 5 (9). Pp. 7144–7148.
- Goltsman G. N., Okunev O., Chulkova G. et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 705.
- Dorenbos S. N., Reiger E. M., Perinetti U. et al. Low noise superconducting single photon detectors on silicon // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. P. 131101.
- Day P., Leduc H., Mazin B. et al. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays // Nature. 2003. Vol. 425. P. 817.
- Leduc H., Bumble B., Day P. et al. Titanium nitride films for ultrasensitive microresonator detectors // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 102509.
- Irwin K. D., Hilton G. C. Transition-edge sensors // Cryogenic Particle Detection, ed. C. Enss. 2005.
- Semenov A., H?bers H., Schubert J. et al. Design and performance of the lattice-cooled hot-electron terahertz mixer // Journal of Applied Physics. 2000. Vol. 88. P. 6758.
- Hadfield R., Habif J., Schlafer J. et al. Quantum key distribution at 1550 nm with twin superconducting single-photon detectors // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 89. P. 241129.
- Takesue H., Nam S. W., Zhang Q. et al. Quantum key distribution over a 40-db channel loss using superconducting single-photon detectors // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P. 343.
- 19. Sprengers J. P., Gaggero A., Sahin D. et al. Waveguide superconducting

single-photon detectors for integrated quantum photonic circuits // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 99. P. 181110.

- 20. http://www.esa.int/herschel.
- 21. http://www.almaobservatory.org/.
- 22. Janssen R. J., Baselmans J., Endo A. et al. High optical efficiency and photon noise limited sensitivity of microwave kinetic inductance detectors using phase readout // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 103. P. 203503.
- Astafiev O., Ioffe L., Kafanov S. et al. Coherent quantum phase slip // Nature. 2012. Vol. 97. P. 355.
- 24. Ranjan V., de Lange G., Schutjens R. et al. Probing dynamics of an electron-spin ensemble via a superconducting resonator // Phys. Rev. Lett. 2012.
  Vol. 110. P. 067004.
- Mourik V., Zuo K., Frolov S. et al. Signatures of majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices // Science. 2012. Vol. 336. P. 1003.
- Sambandamurthy G., L.Engel, A.Johansson, Shahar D. Superconductivity-related Insulating behaviour // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 107005.
- Chand M., Saraswat G., Kamlapure A. et al. Phase diagram of the strongly disordered s-wave superconductor NbN close to the metal-insulator transition // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85. P. 014508.
- Sacepe B., Chapelier C., Baturina T. et al. Disorder-induced inhomogeneities of the superconducting state close to the superconductor-insulator transitions // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 157006.

- 29. Baturina T. Superconductor-superinsulator transition in thin films: NbTiN versus TiN // Invited talk at the International workshop on strongly disor-dered superconductors and the superconductor-insulator transition. 2014.
- Mattis D., Bardeen J. Theory of anomalous skin effect in normal and superconducting metals // Phys. Rev. 1958. Vol. 111. P. 412.
- Driessen E. F. C., Coumou P. C. J. J., Tromp R. R. et al. Strongly disordered TiN and NbTiN s-wave superconductors probed by microwave electrodynamics // Physical Review Letters. 2012. Vol. 109. P. 107003.
- 32. Coumou P. C. J. J., Zuiddam M. R., Driessen E. F. C. et al. Microwave properties of superconducting atomic-layer deposited TiN films // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2013. Vol. 23. P. 7500404.
- Bueno J., Coumou P. J., Zheng G. et al. Anomalous response of superonducting titanium nitride resonators to terahertz radiation // Applied Physics Letters. 2014. Vol. 105. P. 192601.
- Sergeev A. V., Reizer M. Y. Photoresponse mechanisms of thin superconducting films and superconductings detectors // International journal of modern physics B. 1996. Vol. 10. Pp. 635 – 667.
- 35. Rammer J. Quantum transport theory. 1998.
- Altshuler B., Aronov A., Lee P. Interaction effects in disordered Fermi systems in two dimensions // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1288.
- 37. Schmid A. On the dynamics of electrons in the impure metal // Z. Physic.1974. Vol. 271. P. 251.
- Altshuler B., Aronov A. Damping of one-electron excitations in metals // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1979. Vol. 30. P. 514.

- Altshuler B., Aronov A., Khmelnitsky D. Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localization // J. Phys. C: Solid State Phys. 1982. Vol. 15. P. 7367.
- 40. Altshuler B. L., Aronov A. G. Electron–Electron Interactions in Disordered Systems / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. North-Holland, Amsterdam, 1985.
  P. 1.
- Abrahams E., Anderson P., Lee P., Ramakrishnan T. V. Quasiparticle lifetime in disordered two-dimensional metal // Phys. Rev. B. 1981. Vol. 24. P. 6783.
- Gantmakher V. F., Levinson Y. B. Carrier Scattering in Metals and Semiconductors. North-Holland Amsterdam, 1987.
- Reizer M. Y. Electron-phonon relaxation in pure metals and superconductors at very low temperatures // Physical Review B. 1989. Vol. 40. Pp. 5411 – 5416.
- 44. Pippard A. B. Ultrasonic attenuation in metals // Philos. Mag. 1955. Vol. 46. P. 1104.
- Lin J. J., Bird J. P. Recent experimental studies of electron dephasing in metal and semiconductor mesoscopic structures // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. Vol. 14. P. R501.
- 46. Rammer J., Schmid A. Destruction of phase coherence by electron-phonon interactions in disordered conductors // Physical Review B. 1986. Vol. 34. Pp. 1352 – 1355.
- 47. Jan W., Wu G. Y., Wei H. S. Electron-phonon interaction in impure polycrystalline metals // Physical Review B. 2001. Vol. 64. P. 165101.

- 48. Bergmann G. Eliashberg Function α<sup>2</sup>(E)F(E) and the Strong-Coupling Behavior of a Disordered Superconductor // Physical Review B. 1971. Vol. 3. Pp. 3797 3801.
- Echternach P. M., Thoman M. R., Gould C. M., Bozler H. M. Electron-phonon scattering rates in disordered metallic films below 1 K // Physical Review B. 1992. Vol. 46. Pp. 10339 10344.
- Barends R., Baselmans J. A., Yates S. J. C. et al. Quasiparticle relaxation in optically excited high-Q superconducting resonators // Physical Review Letters. 2008. Vol. 100. Pp. 1 – 4.
- 51. Tinkham M. Introduction to Superconductivity. Second edition. Mc-Graw-Hill, New York, 1996.
- Schmid A., Schon G. Linearized Kinetic Equations and Relaxation Processes of a Superconductor Near T<sub>c</sub> // Journal of Low Temperature Physics. 1975. Vol. 20. Pp. 207 – 227.
- Karvonen J. T., Taskinen L. J., Maasilta I. J. Observation of disorder-induced weakening of electron-phonon interaction in thin noble-metal films // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 012302.
- Komnik Y. F., Kashirin V. Y., Belevtsev B., Beliaev E. Y. Temperature variation of the time of inelastic electron relaxation in disordered bismuth films // Physical Review B. 1994. Vol. 50. Pp. 15298 – 15303.
- 55. Gershenson M. E., Gong D., Sato T. et al. Millisecond electron-phonon relaxation in ultrathin disordered metal films at millikelvin temperatures // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 2049.

- 56. Taskinen L. J., Maasilta I. J. Improving the performance of hot-electron bolometers and solid state coolers with disordered alloys // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 89. P. 143511.
- Ovadia M., Sacépé B., Shahar D. Electron-Phonon Decoupling in Disordered Insulators // Physical Review Letters. 2009. Vol. 102. P. 176802.
- Kivinen P., Savin A., Zgirski M. et al. Electron-phonon heat transport and electronic thermal conductivity in heavily doped silicon-on-insulator film // Journal of applied physics. 2003. Vol. 94. Pp. 3201 - 3205.
- Dorozhkin S., Lell F., Schoepe W. Energy relaxation of hot electrons and inelastic collision time in thin metal films at low temperatures // Solid State Communications. 1986. Vol. 60. Pp. 245 – 248.
- Gershenzon E., Gershenzon M., Goltsman G. et al. Electron-phonon interaction in ultrathin Nb films // JEPT. 1990. Vol. 70. P. 505.
- Hsu S. Y., Sheng P. J., Lin J. J. Quadratic temperature dependence of the electron-phonon scattering rate in disordered metals // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. 3940.
- Biswas D., Meikap A., Chattopadhyay S., Chatterjee S. Low-temperature electrical transport properties of disordered Zr<sub>100-x</sub>Sn<sub>x</sub> alloys // Physica B. 2006. Vol. 382. Pp. 51 – 57.
- Wu C. Y., Jian W. B., Lin J. J. Electron-phonon scattering times in crystalline disordered titanium alloys between 3 and 15 K // Physical Review B. 1998. Vol. 57. Pp. 11232 11241.
- Ceder R., Agam O., Ovadyahu Z. Nonohmicity and energy relaxation in diffusive two-dimensional metals // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 245104.

- 65. Li L., Lin S. T., Dong C., Lin J. J. Electron-phonon dephasing time due to the quasistatic scattering potential in metallic glass CuZrAl // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 172201.
- 66. Meikap A. K., Chen Y. Y., Lin J. J. Anomalous temperature and disorder dependences of electron-phonon scattering rate in impure V<sub>1?x</sub>Al<sub>x</sub> alloys // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 212202.
- 67. Zhong Y. L., Lin J. J. Observation of a Linear Mean-Free-Path Dependence of the Electron-Phonon Scattering Rate in Thick AuPd Films // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 588.
- Lin J. J., Wu C. Y. Disorder Dependence of Electron-Phonon Scattering Time in Bulk Ti<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub> Alloys // Europhys. Lett. 1995. Vol. 29. P. 141.
- DiTusa J. F., Lin K., Park M. et al. Role of Phonon Dimensionality on Electron-Phonon Scattering Rates // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 1156.
- 70. Wellstood F. C., Urbina C., Clarke J. Hot-electron effects in metals // Phys.Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 5942.
- Roukes M. L., Freeman M. R., Germain R. S. et al. Hot electrons and energy transport in metals at millikelvin temperatures // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 422.
- 72. Il'in K., Ptitsina N. G., Sergeev A. V. et al. Interrelation of resistivity and inelastic electron-phonon scattering rate in impure NbC films // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 15623.
- Underwood J. M., Lowell P. J., O'Neil G. C., Ullom J. N. Insensitivity of Sub-Kelvin Electron-Phonon Coupling to Substrate Properties // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 255504.

- 74. Gousev Y., Gol'tsman G., Semenov A. et al. Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation // J. Appl. Phys. 1994.
  Vol. 75. Pp. 3695 3697.
- 75. Smits F. Measurement of the Sheet Resistivities with the Four-Point Probe // Bell System Tech. J. 1958. Vol. 37. P. 711.
- Karasik B. S., Il'in K. S., Pechen E. V., Krasnovobodtsev S. Diffusion cooling mechanism in a hotelectron NbC microbolometer mixer // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68. P. 2285.
- 77. Bergmann G. Weak localization in thin films a time-of-flight experiment with conduction electrons // Physics Reports (Review Section of Physics Letters).
  1984. Vol. 107. Pp. 1 58.
- Rowell J. M., Tsui D. C. Hot electron temperature in InAs measured by tunneling // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 14. P. 2456.
- Nahum M., Eiles T. M., Martinis J. M. Electronic microrefrigerator based on a normal?insulator?superconductor tunnel junction // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65. P. 3123.
- Leivo M. M., Pekola J. P., Averin D. V. Efficient Peltier refrigeration by a pair of normal metal/insulator/superconductor junctions // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68. P. 1996.
- Gershenzon E. M., Gershenzon M. E., Gol'tsman G. N. et al. Heating of electrons in a superconductor in the resistive state by electromagnetic radiation // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1984. Vol. 86. P. 758.
- Gershenzon E. M., Gershenzon M., Go'ltsman G. N. et al. Electron-phonon interaction in ultrathin Nb fims // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1990. Vol. 70. P. 505.

- Kaganov M. L., Lifshitz I. M., Tanatarov L. V. Relaxation between electrons and the crystalline lattice // Sov. Phys. JETP. 1957. Vol. 4. P. 173.
- Perrin N., Vanneste C. Response of superconducting films to a periodic optical irradiation // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 28. P. 5150.
- Frenkel A. Mechanism of nonequilibrium optical response of high-temperature superconductors // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. Pp. 9717 - 9725.
- 86. Берлин . ., Двинин . ., Сейдман . . Вакуумная технология и оборудование для нанесения и травления тонких пленок. Москва: Техносфера, 2007.
- 87. Rossnagel S. M., Sherman A., Turner F. Plasma-enhanced atomic layer deposition of Ta and Ti for interconnect diffusion barriers // J. Vac. Sci. Technol. B. 2000. Vol. 18. P. 2016.
- Visser M. R., Gao J., Kline J. S. et al. Characterization and in-situ monitoring of substoichiometric adjustable superconducting critical temperature titanium nitride growth // Thin Solid Films. 2013. Vol. 548. P. 485.
- Hadacek N., Sanquer M., Villègier J.-C. Double reentrant superconductor-insulator transition in thin TiN films // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 024505.
- 90. et. al. S. O. Room temperature deposition of sputtered TiN films for superconducting coplanar waveguide resonators // Supercond. Sci. Technol. 2014. Vol. 27. P. 015009.
- 91. Visser M. R., Gao J., Wisbey D. et al. Low loss superconducting titanium nitride coplanar waveguide resonators // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 97. P. 232509.
- 92. Diener P., Schellevis H., Baselmans J. J. A. Homogeneous superconducting

phase in TiN film: A complex impedance study // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 252601.

- 93. Chawla J. S., Zhang X. Y., Gall D. Effective electron mean free path in TiN(001) // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 113. P. 063704.
- 94. Puurunen R. L. Surface chemistry of atomic layer deposition: A case study for the thimethylaluminium/water process // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 121301.
- 95. Miikkulainen V., Leskela M., Ritala M., Puurunen R. Crystallinity of inorganic films grown by atomic layer deposition: Overview and general trends // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. P. 021301.
- 96. Hiltunen L., Leskela M., Mkel M. et al. Nitrides of Titanium, Niobium, Tantalum and Molybdenum Grown as Thin Films by the Atomic Layer Epitaxy Method // Thin Solid Films. 1988. Vol. 166. P. 149.
- 97. Kim H. Atomic layer deposition of metal and nitride thin films // J. Vac. Sci. Technol. B. 2003. Vol. 21. P. 2231.
- Heil S. B. S., Langereis E., Kemmeren A. et al. Low-Temperature Deposition of TiN by Plasma-Assisted Atomic Layer Deposition // J. Electrochem. Soc. 2006. Vol. 153. P. G956.
- 99. Heil S. B. S., van Hemmen J. L., Hodson C. et al. Deposition of TiN and Hf<sub>2</sub> in a Commersial 200 nm Remote Plasma ALD Reactor // J. Vac. Sci. Technol. A. 2007. Vol. 25. P. 1357.
- 100. Elers K., Winkler J., Weeks K., Marcus S. TiCl as a precursor in the TiN Deposition by ALD and PEALD // J. Electrochem. Soc. 2005. Vol. 152. P. G589.

- 101. Profijt H. B., Potts S. E., van de Sanden M. C. M., Kessels W. M. M. Plasma-Assisted Atomic Layer Deposition: Basics, Opportunities and Challenges // J. Vac. Sci. Technol. A. 2011. Vol. 29. P. 050801.
- 102. Heil S. B. S., Langereis E., Kemmeren A. et al. Plasma-Assited Atomic Layer Deposition of TiN Monitored by in situ Spectroscopic Ellipsometry // J. Vac. Sci. Technol. A. 2005. Vol. 23. P. L5.
- 103. Satta A., Schuhmacher J., Whelan C. et al. Growth mechanism and continuity of atomic layer deposited TiN films on thermal SiO<sub>2</sub> // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. P. 7641.
- 104. Satta A., Vantomme A., Schuhmacher J. et al. Initial growth mechanism of atomic layer deposited TiN // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84. P. 4571.
- 105. Baturina T. I., Mironov A., Vinokur V. M. et al. Localized Superconductivity in the Quantum-Critical Region of the Disorder-Driven Superconductor-Insulator Transition in TiN Thin Films // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 257003.
- 106. Baturina T. I., Islamov D., Bentner J. et al. Superconductivity on the Localization Threshold and Magnetic-Field-Tuned Superconductor-Insulator Transition in TiN Films // JEPT Letters. 2004. Vol. 79. P. 337.
- 107. Baturina T. I., Strunk C., Baklanov M., Satta A. Quantum Metallicity on the High-Field Side of the Superconductor-Insulator Transition // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 127003.
- Baturina T. I., Bilusic A., Mironov A. Y. et al. Quantum-critical region of disorder-driven superconductor-insulator transition // Phisica C. 2008. Vol. 468. P. 316.

- 109. Sacépé B., Chapelier C., Baturina T. I. et al. Pseudogap in a thin film of a conventional superconductor // Nature Commun. 2010. Vol. 1. P. 140.
- 110. Baturina T. I., Postolova S. V., Mironov A. Y. et al. Superconducting phase transitions in ultrathin TiN films // Eur. Phys. Lett. 2012. Vol. 97. P. 17012.
- 111. Allmaier H., Chioncel L., Arrigoni E. Titanium nitride: A correlated metal at the threshold of a Mott transition // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 235126.
- 112. Coumou P. C. Electrodynamics of strongly disordered superconductors.2015.
- 113. Deryagin B. V., Fedoseev D. V., Lukyanovich V. M. et al. Filamentary diamond crystals // J. Cryst. Growth. 1968. Vol. 2. P. 380.
- 114. Angus J. C., Will H. C., Stanko W. S. Growth of Diamond Seed Crystals by Vapor Deposition // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 2915.
- 115. Poferl D. J., Gadner N. C., Angus J. C. Growth of boron-doped diamond seed crystals by vapor deposition // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 1428.
- 116. Spytsin B. V., Bouilov L. L., Derjaguin B. Vapor growth of diamond on diamond and other surfaces // J. Cryst. Growth. 1981. Vol. 52. P. 219.
- 117. Matsumoto S., Sato Y., Tsutsumi M., Setaka N. Growth of diamond particles from methane-hydrogen gas // J. Mater. Sci. 1982. Vol. 17. P. 3106.
- 118. Kamo M., Sato Y., Matsumoto S., Setaka N. Diamond synthesis from gas phase in microwave plasma // J. Cryst. Growth. 1983. Vol. 62. P. 642.
- 119. Saito Y., Matsuda S., Nogita S. Synthesis of diamond by decomposition of methane in microwave plasma // J. Mater. Sci. Lett. 1986. Vol. 5. P. 565.

- 120. Achatz P., Omnés F., Ortéga L. et al. Isotopic substitution of boron and carbon in superconducting diamond epilayers grown by MPCVD // Diamond and Related Materials. 2010. Vol. 19. P. 814.
- 121. Achatz P. Superconductivity in diamond and related materials. 2008.
- 122. Bousquet J., G.Chicot, Eon D., Bustarret E. Spectroscopic ellipsometry of homoepitaxial diamond multilayers and delta-doped structures // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. P. 021905.
- 123. Fiori A., Bousquet J., Eon D. et al. Boron-doped superlattices and Bragg mirrors in diamond // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. P. 081109.
- 124. Aslamazov L. G., Larkin A. I. Effect of Fluctuations on the Properties of a Superconductor Above the Critical Temperature // Phys. Tverd. Tela. 1968. Vol. 10. P. 1104.
- 125. Aslamazov L. G., Larkin A. I. The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of normal metal // Phys. Lett. A. 1968. Vol. 26. P. 238.
- 126. Maki K. The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors // Prog. Theor. Phys. 1968. Vol. 39. P. 897.
- 127. Thompson R. S. Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 1. P. 327.
- 128. Halperin B. I., Nelson D. R. Resistive Transition in Superconducting Films // Journal of Low Temperature Physics. 1979. Vol. 36. P. 599.
- 129. Kamlapure A., Mondal M., Chand M. et al. Measurement of magnetic penetration depth and superconducting energy gap in very thin epitaxial NbN films // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 072509.

- 130. Carlson R. V., Goldman A. M. Dynamics of the order parameter of superconducting aluminum films // J. of Low Temp. Phys. 1976. Vol. 25. P. 67.
- 131. Carlson R. V., Goldman A. M. Propagating order-parameter collective modes in superconducting films // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 11.
- 132. Carlson R. V., Goldman A. M. Superconducting order-parameter fluctuations below T<sub>c</sub> // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 880.
- 133. Konig E. J., Levchenko A., Protopopov I. V. et al. Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition in homogeneously disordered superconducting films. e-print arXiv:cond-mat/1509.01474. 2015.
- 134. Lin S.-Z., Ayala-Valenzuela O., McDonald R. D. et al. Characterization of the thin-film NbN superconductor for single-photon detection by transport measurements // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87. P. 184507.
- 135. Keck B., Schmid A. Superconductivity and electron-phonon interaction in impure simple metals // Journal of Low Temperature Physics. 1976. Vol. 24. P. 611.
- 136. Karasik B. S., Sergeev A., Prober D. E. Nanobolometers for THz Photon Detection // IEEE Transactions on THz Science and Technology. 2012. Vol. 1. P. 97.
- 137. Ashcroft N. W., Mermin N. D. Solid State Physics. 1976.
- 138. Feliciano G., Yates J. R., Souza I. et al. Electron-Phonon Interaction via Electronic and Lattice Wannier Functions: Superconductivity in Boron-Doped Diamond Reexamined // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 047005.

- 139. Bourgeois E., Bustarret E., Achatz P. et al. Impurity dimers in superconducting B-doped diamond: Experiment and first-principles calculations // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 094509.
- 140. Sergeev A., Mitin M. Y. R. V. Deformation Electron-Phonon Coupling in Disordered Semiconductors and Nanostructures // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. P. 136602.
- 141. Allen P. B. Theory of thermal relaxation of electrons in metals // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 1460.
- 142. Anderson J. T., Carlson R. V., Goldman A. M. Pair Tunneling as a Probe of Order-Parameter Fluctuations in Superconductors: Zero Magnetic Field Effects // J. of Low Temp. Phys. 1972. Vol. 8. P. 29.
- 143. Skocpol W. J., Tinkham M. Fluctuations near superconducting phase transitions // Rep. Prog. Phys. 1975. Vol. 38. Pp. 1049 – 1097.
- 144. Blase X., Adessi C., Connetable D. Role of the dopant in the superconductivity of diamond // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 237004.
- 145. Day P., Leduc H., Dowell C. et al. Distributed Antenna-Coupled TES for FIR Detector Arrays // Journal of Low Temperature Physics. 2008. Vol. 151. Pp. 477 – 482.
- 146. Kim J. O., Achenbach J. D., Mirkarimi P. B. et al. Elastic constants of singlecrystal transitionmetal nitride films measured by linefocus acoustic microscopy // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72. Pp. 1805 – 1811.
- 147. Sangiovanni D. G., Alling B., Steneteg P. et al. Nitrogen vacancy, self-interstitial diffusion, and Frenkel-pair formation/dissociation in B1 TiN studied

by ab initio and classical molecular dynamics with optimized potentials // Physical Review B. 2005. Vol. 91. P. 054301.

- 148. Gordon J., Goldman A. Electron inelastic scattering in aluminum films and wires at temperatures near the superconducting transition // Physical Review B. 1986. Vol. 34. P. 1500.
- 149. Gao J., Vissers M., Sandberg M. et al. A titanium-nitride near-infrared kinetic inductance photon-counting detector and its anomalous electrodynamics // Applied Physics Letters. 2012. Vol. 101. P. 142602.