

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова

---

На правах рукописи

**МИРОНОВ Алексей Юрьевич**

**КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ  
В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ НИТРИДА ТИТАНА**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

**Научный руководитель**

кандидат физико-математических наук, доцент  
Батурина Т.И.

Новосибирск - 2010 г.

# Содержание

Введение	2
<b>1 Квантовый транспорт в тонких сверхпроводящих плёнках</b>	<b>5</b>
1.1 Квантовые поправки к проводимости квазидвумерных сверхпроводников . . . . .	10
1.2 Механизмы подавления сверхпроводимости . . . . .	22
1.3 Экспериментальные исследования перехода сверхпроводник-изолятор . . . . .	28
<b>2 Нитрид титана (Обзор)</b>	<b>39</b>
2.1 Структурные параметры и электронные свойства TiN . . . . .	39
2.2 Исследования низкотемпературных свойств TiN . . . . .	44
<b>3 Методика эксперимента</b>	<b>50</b>
3.1 Изготовление образцов . . . . .	50
3.2 Методика измерений . . . . .	63
<b>4 Переход сверхпроводник-изолятор в нулевом магнитном поле</b>	<b>66</b>
<b>5 Исходно сверхпроводящие плёнки нитрида титана в магнитном поле</b>	<b>73</b>
5.1 Квантовый транспорт при $T > T_c$ . . . . .	73
5.2 Магнитополевые зависимости сопротивления при $T < T_s$ . . . . .	81
<b>6 Влияние магнитного поля на изолирующие свойства диэлектрических плёнок TiN</b>	<b>97</b>
Заключение	110
Список литературы	113

# Введение

Одним из наиболее актуальных направлений в физике конденсированного состояния является изучение сосуществования и взаимного влияния сверхпроводимости и локализации. В частности, эволюции сверхпроводимости при изменении беспорядка в тонких неупорядоченных сверхпроводящих плёнках, двумерных с точки зрения эффектов локализации и по отношению к сверхпроводимости. Этот случай является наиболее интересным, поскольку глобальная фазовая когерентность в таких системах ещё возможна, что означает наличие полностью делокализованного состояния, и, в то же время, выполнены условия для полной локализации волновых функций носителей заряда. Наличие кулоновского спаривания на фоне хаотического потенциала может привести к усилению локализации. С другой стороны, локализация волновых функций препятствует установлению макроскопической квантовой когерентности, характеризующей сверхпроводимость, и приводит, в зависимости от степени беспорядка, к квантовым фазовым переходам сверхпроводник-диэлектрик (SIT) или сверхпроводник-металл (SMT). Теоретически предполагается, что на несверхпроводящей стороне данных переходов в системах с сильным беспорядком существуют локализованные куперовские пары, а в системах с относительно слабым беспорядком, в результате квантовых флуктуаций, образуются сверхпроводящие островки. На сегодняшний день механизм данных переходов и условия эволюции от одного перехода к другому остаются открытыми вопросами.

**Данная работа посвящена** всестороннему экспериментальному исследованию низкотемпературных свойств тонких плёнок TiN с позиций квантового фазового перехода сверхпроводник-диэлектрик и сверхпроводник-

металл с привлечением теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных металлов, изучению влияния эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия на низкотемпературные транспортные свойства данных плёнок. Достижение этих целей осуществлялось при решении следующих задач:

1. Измерение температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления плёнок TiN различных толщин при температурах вплоть до 0.02 К и в магнитных полях до 16 Тл.

2. Измерение вольтамперных характеристик, как в нулевом магнитном поле, так и при наличии внешнего магнитного поля.

3. Анализ экспериментальных данных с позиций, имеющихся на сегодняшний день теоретических подходов.

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы.

**Первая глава** является обзорной. В ней изложены современные теоретические подходы для описания фазовых переходов сверхпроводник-металл и сверхпроводник-изолятор и сделан краткий обзор экспериментальных работ по исследованию данных переходов. Обсуждается вклад сверхпроводящих флуктуаций в проводимость неупорядоченных сверхпроводящих плёнок. Изложены положения теории квантовых поправок к проводимости квазидвумерных сверхпроводящих систем и приведены основные формулы, необходимые для анализа экспериментальных данных.

**Во второй главе** собраны сведения о структурных параметрах и электронных свойствах нитрида титана. Сделан обзор экспериментальных исследований низкотемпературных свойств плёнок TiN.

**В третьей главе** излагается методика изготовления плёнок TiN и образцов, на которых проводились измерения, а также процедуры измерения.

**В четвёртой главе** представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей плёнок TiN различных толщин в нулевом магнитном поле. Показано, что плёнки TiN демонстрируют прямой переход сверхпроводник-изолятор.

**Пятая глава** посвящена плёнкам TiN, находящимся на сверхпроводящей стороне перехода сверхпроводник-изолятор. Представлены результаты низкотемпературных экспериментальных исследований. Проводится анализ температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления и вольтамперных характеристик в рамках скейлинговой теории перехода сверхпроводник-диэлектрик и с позиций теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных металлов. Обсуждаются эффекты локализации, электрон-электронного взаимодействия и квантовых флуктуаций, а также их проявление в температурных и магнитополевых зависимостях сопротивления.

**В шестой главе** исследуются температурные и магнитополевые зависимости сопротивления и вольтамперные характеристики плёнок, находящихся на диэлектрической стороне перехода сверхпроводник-изолятор.

**В заключении** сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

# 1 Квантовый транспорт в тонких сверхпроводящих плёнках

Впервые сверхпроводимостью тонких плёнок в 30-х годах 20 века заинтересовался А.И. Шальников [1,2]. Изучая аморфные плёнки свинца (Pb), олова (Sn) и таллия (Tl) толщиной от 1 до 200 нм, Шальников обнаружил уменьшение критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  при уменьшении толщины плёнок. Позднее, в конце 50-х годов 20 века тема влияния беспорядка на сверхпроводящие свойства металлов была продолжена А.А. Абрикосовым и Л.Р. Горьковым [3] и Андерсоном [4]. Согласно этим работам немагнитные примеси не влияют на критическую температуру обычных низкотемпературных сверхпроводников. Данный результат справедлив только в случае слабого беспорядка, то есть при выполнении условия  $l \gg v_F/\omega_D$ , где  $l$  - длина свободного пробега,  $v_F$  - скорость электрона на уровне Ферми,  $\omega_D$  - дебаевская частота. Хотя данный результат впервые был получен Абрикосовым и Горьковым, в историю он вошёл под названием теорема Андерсона.

В 1970 году была опубликована работа [5], посвящённая подавлению сверхпроводимости в тонких плёнках свинца Pb, олова Sn и висмута Bi при уменьшении толщины плёнок. Кроме того, в работе [5] было обнаружено изменение поведения температурных зависимостей сопротивления плёнок Pb от диэлектрического к сверхпроводящему. Позднее, в 1989 году, аналогичный переход был обнаружен при исследовании плёнок висмута в группе Голдмана [6].

На рисунке 1 приведены экспериментальные зависимости сопротивления от температуры при изменении толщины плёнок свинца (а, б) и висмута (в).

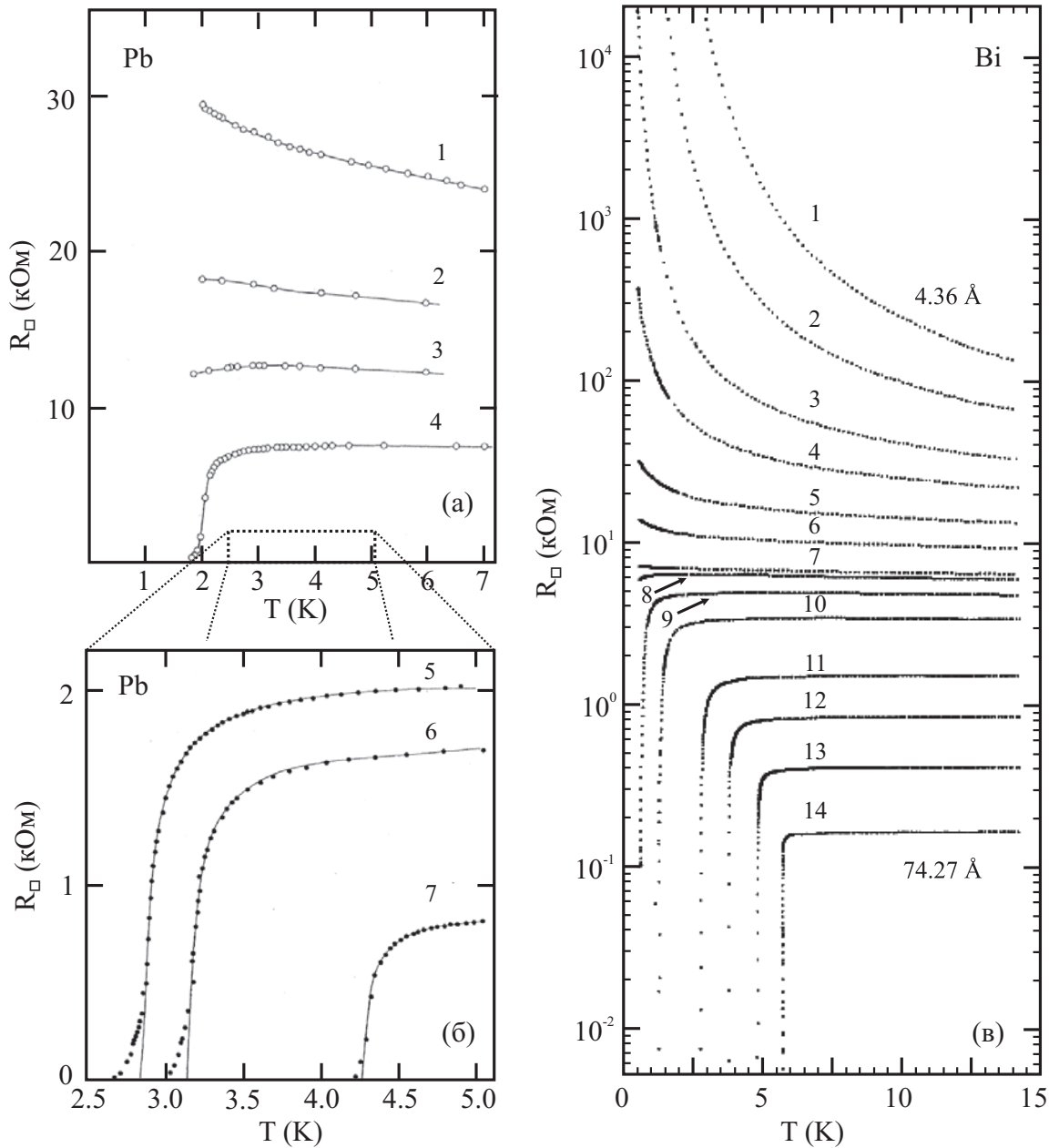


Рис. 1: Эволюция температурных зависимостей сопротивления тонких плёнок при изменении их толщины. Сопротивление плёнок в нормальном состоянии увеличивается по мере уменьшения толщины плёнок. (а), (б) — плёнки свинца Pb. Переход от диэлектрического к сверхпроводящему состоянию происходит в диапазоне толщин от 10 до 20 Å. Из работы [5]. (в) — плёнки висмута Bi толщиной от 4.36 до 74.27 Å. Из работы [6].

Рассмотрим сначала эволюцию температурных зависимостей сопротивления плёнок Pb, показанную на рисунках 1а,б. Зависимости пронумерованы с первой по седьмую по мере возрастания толщины. Сопротивление самой тонкой плёнки (зависимость № 1) увеличивается при понижении температуры, более того, как утверждают авторы, сопротивление плёнки при низких температурах отвечает активационной проводимости  $R \propto \exp(T)$ . Сопротивление более толстой плёнки (№ 2) увеличивается при уменьшении температуры не столь активно, и определить является ли она диэлектрической, металлической или же при дальнейшем понижении температуры станет сверхпроводящей, не представляется возможным. Дальнейшее увеличение толщины плёнок (№ 3-7) приводит к изменению характера температурных зависимостей сопротивления. По мере уменьшения температуры сопротивление сначала увеличивается, затем начинает уменьшаться. Для четырёх самых толстых плёнок (№ 4-7) показан переход в сверхпроводящее состояние. Отметим, что критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние уменьшается по мере увеличения сопротивления в нормальном состоянии. Таким образом, хотя переход из сверхпроводящего в диэлектрическое состояние показан авторами, определить является плёнки № 2 и № 3 сверхпроводящими или диэлектрическими. При этом разница в сопротивлении между первой диэлектрической (№ 1) и последней сверхпроводящей плёнкой (№ 4) составляет около 16 кОм при температуре 7 К. На рисунке 1в показана аналогичная эволюция температурных зависимостей сопротивления плёнок Bi. Зависимостям присвоены номера с первого по четырнадцатый по мере возрастания толщины плёнки, то есть первая плёнка имеет толщину 4.36 Å, а четырнадцатая — 74.27 Å. Самые тонкие плёнки (№ 1-5), у которых сопротивление при понижении тем-



пературы быстро растёт, следует считать диэлектрическими. Самые толстые плёнки (№ 9-14), у которых ниже некоторой температуры сопротивление резко уменьшается, являются сверхпроводящими. Существует также несколько плёнок с промежуточной толщиной (№ 6-8), которые вплоть до температуры 0.5 К невозможно отнести ни к сверхпроводнику, ни к диэлектрику. При этом разница в сопротивлении между первой диэлектрической (№ 5) и последней сверхпроводящей плёнкой (№ 9) составляет около 5 кОм при температуре 14 К.

Анализируя зависимости критической температуры от сопротивления «на квадрат»  $R_{\square}$ , толщины и удельного сопротивления плёнок, авторы [5] приходят к выводу, что  $T_c$  является функцией, зависящей от  $R_{\square}$ . Поскольку сопротивление фактически характеризует степень беспорядка в системе, в дальнейшем, говоря об увеличении беспорядка, мы будем подразумевать именно увеличение  $R_{\square}$ . Однако, никакого противоречия между экспериментальными данными и теоремой Андерсона нет. Дело в том, что данная теория не учитывает усиления электрон-электронного взаимодействия при увеличении беспорядка, приводящего к уменьшению модуля параметра порядка. При уменьшении модуля параметра порядка до нуля основное состояние системы становится металлическим, то есть реализуется переход сверхпроводник-металл. Такой механизм подавления сверхпроводимости называют фермионным, и во второй части данной главы он будет рассмотрен подробнее. Кроме того, теорема Андерсона не учитывает и эффекта андерсоновской локализации, заключающегося в локализации волновых функций электрона за счёт многократных рассеяний на неоднородностях и интерференции рассеянных волновых функций. При некоторой критической величине беспорядка, то есть при

критическом числе неоднородностей, все волновые функции электронов локализируются, что соответствует диэлектрическому состоянию. Иначе говоря, при реализации фермионного механизма подавления сверхпроводимости по мере роста сопротивления в нормальном состоянии можно ожидать переход из сверхпроводящего в металлическое состояние, а затем в диэлектрическое (рис. 2а). Причём, и в металлическом, и в диэлектрических состояниях куперовское спаривание отсутствует.

С другой стороны, к подавлению сверхпроводимости приводит не только уменьшение модуля параметра порядка, но и разрушение фазовой когерентности за счёт усиления флуктуаций фазы параметра порядка при увеличении беспорядка. При этом изменения модуля параметра порядка может и не происходить. Как будет показано во второй части первой главы, система при этом переходит в диэлектрическое состояние, то есть реализуется переход сверхпроводник-изолятор (рис. 2б). Отметим, что в этом случае в диэлектрическом состоянии вблизи точки перехода сохраняются куперовские пары и такой изолятор называется куперовским или бозонным. Такой механизм подавления сверхпроводимости называется бозонным.

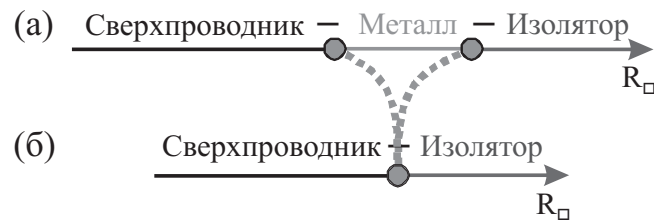


Рис. 2: (а) — переход сверхпроводник-металл-изолятор (SMIT). (б) — переход сверхпроводник-изолятор (SIT).

Поскольку подавление сверхпроводимости по фермионному механизму связано с занулением модуля параметра порядка, то данный механизм можно

характеризовать уменьшением критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние. В то же время бозонный механизм требует разрушения фазовой когерентности, то есть, фактически, зануления сверхтекучей плотности, вследствие чего его можно характеризовать температурой перехода Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ). Связь между этими температурами изображена на рис. 3. Таким образом, для построения фазовой диаграммы переходов сверхпроводник-металл и сверхпроводник-изолятор необходимо знать зависимость  $T_c(R_{\square})$ . Для определения  $T_c$  из экспериментальных данных необходимо учесть влияние сверхпроводящих флуктуаций, что позволяет сделать теория квантовых поправок к проводимости разупорядоченных плёнок, основные результаты которой приведены в первой части данной главы.

## 1.1 Квантовые поправки к проводимости квазидвумерных сверхпроводников

Теория квантовых поправок развита для вырожденного электронного газа в области металлической проводимости при условии слабой неупорядоченности системы, что означает: длина свободного пробега  $l$  больше длины волны электрона, то есть  $k_F l > 1$ , где  $k_F$  - импульс электрона на уровне Ферми. Как показывает теория, характер проявления квантовых эффектов в проводимости зависит от эффективной размерности электронного газа, то есть от отношения между геометрическими размерами проводника и характерными масштабами теории. В дополнение к таким масштабам как длина свободного пробега  $l$  и длина волны электрона  $\lambda$ , ответственным за классический и



квантовый размерные эффекты, проявляющиеся при сравнении размера  $d$  (например, толщины) проводника с  $l$  или с  $\lambda$ , теория квантовых поправок к проводимости вводит в рассмотрение принципиально новые длины: длину диффузии электрона за время релаксации фазы его волновой функции  $\tau_\varphi$ , то есть  $l_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$  и тепловую длину когерентности  $l_T = (2\pi\hbar D/kT)^{1/2}$ , где  $D$  – коэффициент диффузии. Частота сбоя фазы  $\tau_\varphi^{-1}$  определяется неупругим и квазиупругим рассеянием электронов (электрон-фононным, электрон-электронным взаимодействиями) или рассеянием на магнитных примесях.  $l_\varphi$  – длина диффузии электрона за время релаксации фазы его волновой функции, является характерным масштабом для квантовых поправок, обусловленных интерференцией волновых функций, а тепловая длина когерентности  $l_T$  – характерный масштаб для квантовых поправок, возникающих за счёт электрон-электронного взаимодействия. На длине  $l_T$  сохраняется пространственная когерентность волновых функций двух квазичастиц с разностью энергий  $\sim kT$ . В том случае, если  $d \gg \lambda$ , но  $d \ll l_\varphi, l_T$ , энергетический спектр электронов в проводнике не изменяется по сравнению с трехмерным электронным газом. В то же время электронный газ является эффективно двумерным для явлений слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия. Такие проводники называются квазидвумерными, и, как будет показано далее, исследуемые в данной работе плёнки TiN относятся именно к этому классу объектов. Ввиду этого при дальнейшем обсуждении основных теоретических положений мы ограничимся квазидвумерным случаем.

Квантовые поправки к проводимости можно разделить на две группы: одночастичные и двухчастичные.

Одночастичные поправки, также называемые слаболокализационными,

обусловлены интерференцией электрона с самим собой. Точный расчёт с учётом спин-орбитального рассеяния в квазидвумерном случае даёт следующие выражения для этих поправок [8]:

$$\frac{\Delta G^{WL}(T)}{G_{00}} = -\frac{3}{2} \ln \frac{\tau_\varphi^*}{\tau} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\Delta G^{WL}(B)}{G_{00}} = \frac{3}{2} Y\left(\frac{4DeB}{\hbar} \tau_\varphi^*\right) - \frac{1}{2} Y\left(\frac{4DeB}{\hbar} \tau_\varphi\right), \quad (2)$$

где  $\Delta G(B) = 1/R_\square(B) - 1/R_\square(B=0)$ ,  $R_\square$  – сопротивление плёнки квадратной формы,  $\tau$  – время упругого рассеяния,  $D$  – коэффициент диффузии,  $\tau_{so}$  – время спин орбитального рассеяния,

$$\frac{1}{\tau_\varphi^*} = \frac{1}{\tau_\varphi} + \frac{4}{3} \frac{1}{\tau_{so}}. \quad (3)$$

$$G_{00} = e^2/(2\pi^2\hbar). \quad (4)$$

$$Y(x) = \ln x + \psi(1/2 + 1/x) = \begin{cases} x^2/24, & x \ll 1, \\ \ln x, & x \gg 1. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь  $\psi(y)$  – логарифмическая производная Г-функции.

Заметим, что слабая локализация подавляется уже классически слабым магнитным полем  $\omega_c \tau \sim kT/E_F \ll 1$ .

Двухчастичные поправки отвечают за электрон-электронное взаимодействие и, в свою очередь, делятся на два типа:

1. *Взаимодействие в диффузионном канале (ID)*: рассматривается взаимодействие квазичастичных возбуждений с близкими импульсами. Как показывает теория, в данном случае существенными оказываются вклады от взаимодействия квазичастиц и с противоположными спинами (полный спин  $j = 0$ ) и с полным спином  $j = 1$ . Эти поправки начинают существенно зависеть от магнитного поля только в области классически сильных магнитных полей

$\omega_c\tau \sim 1$  и в квазидвумерном случае дают логарифмическую температурную зависимость проводимости.

$$\frac{\Delta G^{ID}(T)}{G_{00}} = \left[ 4 - 3 \frac{2+F}{F} \ln \left( 1 + \frac{F}{2} \right) \right] \ln \left( \frac{kT\tau}{\hbar} \right), \quad (6)$$

где  $F$  – константа, описывающая экранированное кулоновское взаимодействие [9]. Эта поправка практически не чувствительна к слабому магнитному полю.

2. *Взаимодействие в куперовском канале:* рассматривается взаимодействие квазичастичных возбуждений с малым суммарным импульсом. В данном случае существенным оказывается только взаимодействие квазичастиц с противоположными спинами, то есть с нулевым суммарным спином. Эти поправки существенно зависят от магнитного поля уже в области классически слабых магнитных полей  $\omega_c\tau \sim kT/E_F \ll 1$  и определяют температурную зависимость проводимости неупорядоченной электронной системы [11].

В свою очередь, поправки от взаимодействия в куперовском канале можно разделить на три вида:

- вклад в проводимость, соответствующий изменению плотности состояний (DOS) в результате электрон-электронного взаимодействия [10, 11] (Поправка к плотности состояний, отражает тот факт, что в результате флуктуационного спаривания выше температуры перехода уменьшается плотность нормальных электронов, что в соответствии с формулой Друде приводит к уменьшению проводимости нормальных электронов.).
- вклад, соответствующий флуктуационному спариванию электронов

(поправка Асламазова – Ларкина (AL)) [12, 13] (Данная поправка обусловлена прямой проводимостью куперовских пар.).

- вклад, соответствующий когерентному рассеянию электронов, составляющих флуктуационную куперовскую пару (поправка Маки – Томпсона (MT)) [14–16].

При температурах выше температуры сверхпроводящего перехода  $T > T_c$  поправки в куперовском канале имеют следующий вид:

$$\frac{\Delta G^{DOS}(T)}{G_{00}} = -\ln\left(\ln\left(\frac{T_c}{T}\right) / \ln(T_c\tau)\right), \quad (7)$$

$$\frac{\Delta G^{DOS}(B)}{G_{00}} = -g(T, B) \cdot f_2\left(\frac{2DeB}{\pi kT}\right), \quad (8)$$

$$f_2(x) = \int_0^\infty \frac{tdt}{\text{sh}^2 t} \left(1 - \frac{xt}{\text{sh}(xt)}\right) = \begin{cases} 0.3x^2, & x \ll 1, \\ \ln x, & x \gg 1. \end{cases} \quad (9)$$

Для константы электрон-электронного взаимодействия в случае притяжения между электронами справедливы следующие выражения:

$$g^{-1}(T, B) = \begin{cases} -\ln \frac{T}{T_c}, & B \ll \frac{kT}{eD}, \\ \ln \frac{\pi kT_c}{\gamma DeB}, & B \gg \frac{kT}{eD}, \end{cases} \quad (10)$$

где  $\ln \gamma = C = 0.577215$  – постоянная Эйлера ( $\gamma = 1.781$ ).

$$\Delta G^{AL} = \frac{e^2}{16\hbar} \frac{1}{\ln(T - T_c)}, \quad (11)$$

где  $\Delta G = 1/R(T) - 1/R_\square$ ,  $R_\square$  – сопротивление плёнки квадратной формы в нормальном состоянии.

$$\frac{\Delta G^{MT}(T, B)}{G_{00}} = -\beta(T, \tau_\varphi) \left[ Y\left(\frac{4DeB}{\hbar} \tau_\varphi\right) - Y\left(\frac{\pi DeB}{2kT \ln(T/T_c)}\right) \right], \quad (12)$$



$$\frac{\Delta G^{MT}(T, B = 0)}{G_{00}} = \beta(T, \tau_\varphi) \ln \left( \frac{\ln(T/T_c)}{\delta} \right), \quad (13)$$

где параметр распаривания

$$\delta = \frac{\pi \hbar}{8kT\tau_\varphi}. \quad (14)$$

Величина  $\beta(T)$  определяется константой взаимодействия электронов  $g(T)$  [10] [17]. Более позднее вычисление функции  $\beta(T)$ , сделанное в работе [16], показало, что функция  $\beta(T)$ , определявшаяся в работе Ларкина только температурной зависимостью константы межэлектронного взаимодействия  $g(T)$ , теперь также включает зависимость от  $\tau_\varphi$ . В пределе  $\hbar/kT\tau_\varphi \rightarrow 0$  функция  $\beta(T, \tau_\varphi)$  сводится к функции Ларкина  $\beta(T)$ , а при температурах  $\ln(T/T_c) \ll 1$ , имеет следующий вид:

$$\beta(T, \tau_\varphi) = \frac{\pi^2}{4} \frac{1}{\ln(T/T_c) - \delta}. \quad (15)$$

Расчёт поправок к проводимости при температурах ниже критической температуры перехода  $T < T_c$  впервые был выполнен в работе [18]. Авторы учли вклады, соответствующие флуктуационному спариванию электронов (AL), изменению плотности состояний в результате электрон-электронного взаимодействия (DOS) и когерентному рассеянию электронов на сверхпроводящих флуктуациях (MT). В двумерном «грязном» пределе  $T_c\tau/\hbar \ll 1$  (где  $\tau$  — время упругого рассеяния) при  $T < T_c$  поправка к проводимости имеет следующий вид:

$$\frac{\Delta G^{GL}}{G_{00}} = \frac{2e^2}{3\pi^2\hbar} \left\{ -\ln \frac{r}{b} - \frac{3}{2r} + \psi(r) + 4[r\psi'(r) - 1] \right\}, \quad (16)$$

где

$$t = \frac{T}{T_c}, \quad b = \frac{B - B_{c2}(T)}{B_{c2}(0)}, \quad r = \frac{1}{2} \frac{\gamma b}{t}.$$

Для расчёта поправки необходимо знание температурной зависимости верхнего критического поля  $B_{c2}(T)$ . Эта зависимость была вычислена в рам-

ках модели Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) в работах Хельфанда, Вертхамера и Хохенберга [19–21] и дополнена работами Маки [22, 23]. Температурная зависимость верхнего критического поля определяется различными параметрами: длиной свободного пробега, силой электрон-фононного взаимодействия, наличием спин-орбитального взаимодействия и др. В работах [19, 20] была получена температурная зависимость верхнего критического поля для случая сильного беспорядка и слабого электрон-фононного взаимодействия. При этом не учитывались ни парамагнитный эффект, ни спин-орбитальное взаимодействие. В приведённых переменных температуры  $t = T/T_c$  и магнитного поля полученное выражение выглядит следующим образом:

$$\ln t = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{h}{6\lambda t}\right), \quad (17)$$

где

$$h = 2e\hbar B_{c2} \left(\frac{v_F}{2\pi k T_c}\right)^2, \quad (18)$$

$$(-dh/dt)|_{t=1} = 3\lambda^2 \left[ \frac{\pi^2 \lambda}{4} - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\lambda}{2}\right) + \psi\left(\frac{1}{2}\right) \right]^{-1}, \quad (19)$$

здесь  $\psi(x)$  – логарифмическая производная Г-функции,  $\lambda$  – приведённая частота столкновений

$$\lambda = \frac{\hbar}{2\pi k T_c \tau} = \frac{\pi \xi_0}{2\gamma l}. \quad (20)$$

При  $\lambda \rightarrow \infty$  в (19) можно пренебречь двумя последними слагаемыми в знаменателе. Тогда

$$(-dh/dt)|_{t=1} = 12\lambda/\pi^2, \quad (21)$$

и выражение (17) можно переписать в виде

$$\ln t = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{2h^*}{\pi^2 t}\right), \quad (22)$$

где

$$h^*(t) = \frac{h}{(-dh/dt)|_{t=1}}. \quad (23)$$

При  $T \rightarrow 0$  в пределе сильного беспорядка ( $\lambda \rightarrow \infty$ ) функция выходит на насыщение:

$$h^*(0, \lambda \rightarrow \infty) = \pi^2/(8\gamma) = 0.69267. \quad (24)$$

А в пределе слабого беспорядка ( $\lambda \rightarrow 0$ ) —

$$h^*(0, \lambda \rightarrow 0) = 0.72726, \quad (25)$$

таким образом, при переходе от сильного беспорядка к слабому, величина  $h^*(0)$  изменяется только на несколько процентов. Абсолютные же значения  $B_{c2}(0)$  и  $dB_{c2}/dT|_{T=T_c}$  определяются коэффициентом диффузии и критической температурой сверхпроводящего перехода:

$$B_{c2}(0, \lambda \rightarrow \infty) = \frac{3}{\pi} \cdot \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0 l} = \frac{\pi}{2\gamma} \cdot \frac{kT_c}{eD}, \quad (26)$$

$$-dB_{c2}/dT|_{T=T_c} = \frac{24\gamma}{\pi^3} \cdot \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0 l T_c} = \frac{4k}{\pi eD}, \quad (27)$$

где  $\Phi_0 = \pi\hbar/e$  — квант магнитного потока.

В работе [22] было показано, что парамагнитный эффект (взаимодействие спина с магнитным полем) приводит к уменьшению энергии нормального состояния по сравнению со сверхпроводящим. Что, в свою очередь, приводит к уменьшению верхнего критического поля, причём влияние парамагнитного эффекта особенно существенно при низких температурах. Чуть позднее, в работах [21, 23] было показано, что сильное спин-орбитальное рассеяние приводит к компенсации этого эффекта. С учётом парамагнитного эффекта и спин-орбитального взаимодействия в пределе сильного беспорядка в рабо-

те [21] было получено следующее трансцендентное уравнение для температурной зависимости верхнего критического поля в приведённых переменных

$$\ln t = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \left(\frac{1}{2} + \frac{i\lambda_{so}}{4\eta}\right)\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\bar{h} + \lambda_{so}/2 + i\eta}{2t}\right) - \left(\frac{1}{2} - \frac{i\lambda_{so}}{4\eta}\right)\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\bar{h} + \lambda_{so}/2 - i\eta}{2t}\right), \quad (28)$$

где  $\bar{h} = (4/\pi^2)h^*$ ,  $\eta \equiv [(\alpha\bar{h})^2 - (\lambda_{so}/2)^2]^{1/2}$ ,

$$\alpha = \frac{3\hbar}{2mv_F^2\tau} = \frac{\mu_B}{eD}, \quad (29)$$

$$\lambda_{so} = \frac{\hbar}{3\pi kT_c\tau_{so}}, \quad (30)$$

$\mu_B$  – магнетон Бора,  $\tau_{so}$  – время спин-орбитального рассеяния. Здесь параметр  $\alpha$  определяет степень влияния парамагнетизма Паули на величину верхнего критического поля, а  $\lambda_{so}$  отражает влияние спин-орбитального рассеяния. Нетрудно показать, что при  $\alpha = 0$  в двух крайних случаях  $\lambda_{so} = 0$  ( $\tau_{so} \rightarrow \infty$ ) и  $\lambda_{so} \rightarrow \infty$  выражение (28) совпадает с (22). Полученная на основе выражения (28) температурная зависимость верхнего критического поля приведена на рис. 4. Видно, что влияние парамагнетизма приводит к уменьшению величины  $B_{c2}$ , в то же время спин-орбитальное рассеяние может полностью подавить этот эффект. Отметим, что при сильном парамагнитном эффекте зависимость  $B_{c2}(T)$  становится немонотонной.

Используя полученную зависимость  $B_{c2}(T)$ , мы рассчитали температурную зависимость поправки к проводимости (16) в нескольких магнитных полях (см. рис. 5а). В полях меньших критического  $\Delta G$  монотонно увеличивается при уменьшении температуры. При  $B > B_{c2}(0)$  вблизи  $B_{c2}(0)$  поправка становится немонотонной: при уменьшении температуры от критической  $\Delta G$

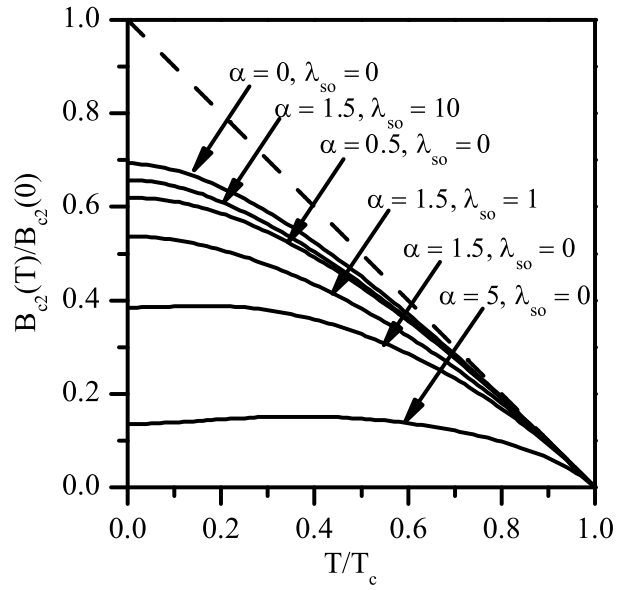


Рис. 4: Температурная зависимость верхнего критического поля, рассчитанная на основе выражения (28).

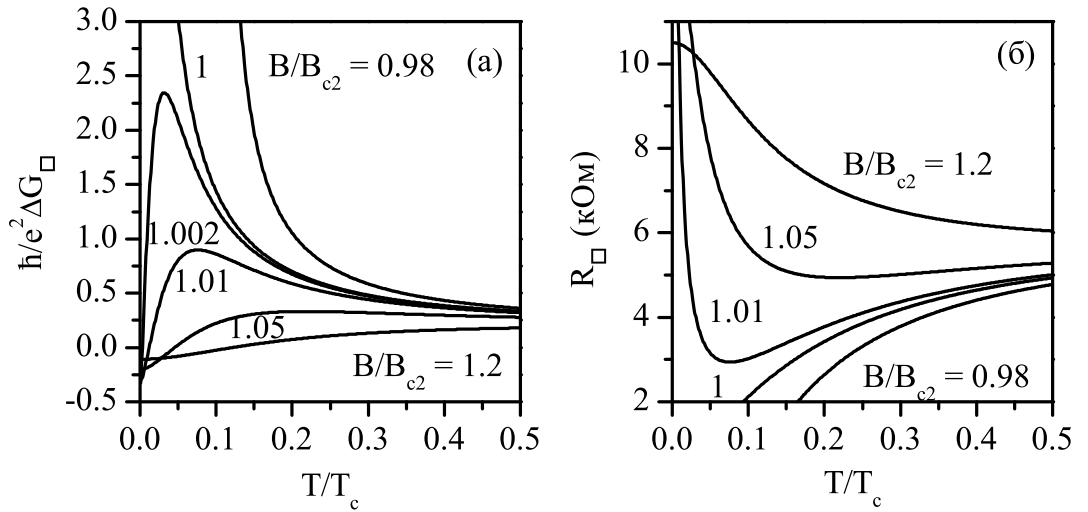


Рис. 5: (а) Температурная зависимость поправки к проводимости, рассчитанная на основе выражения (16) при  $\alpha = 0$  и  $\lambda_{so} = 0$ . (б) Температурные зависимости сопротивления  $R(T) = 1/(G_{\square} + \Delta G_{\square})$ , где  $G_{\square} = 0.5e^2/\hbar$ .

сначала увеличивается, затем начинает уменьшаться. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к тому, что поправка к проводимости монотонно уменьшается при уменьшении температуры. Отметим, что вблизи  $B_{c2}(0)$  с ростом магнитного поля происходит стремительное изменение поправки к проводимости: изменение  $B$  от величины  $1.002B_{c2}$  до величины  $B = 1.01B_{c2}$ , то есть менее чем на 1%, приводит к изменению величины поправки при низких температурах более чем в два раза.

На рисунке 5б приведён пример температурных зависимостей сопротивления плёнки в магнитных полях, близких к критическому, полученных с использованием данной поправки к проводимости:

$$R(T) = \frac{1}{G_{\square} + \Delta G}, \quad (31)$$

где  $G_{\square} = 0.5e^2/\hbar$  — не зависящий от температуры вклад в проводимость, выбранный произвольным образом.

Отметим, что полученный вид зависимостей  $R_{\square}(T)$  напоминает вид зависимостей  $R_{\square}(T)$ , получающихся при реализации магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-изолятор (см. вторую часть настоящей главы). В то же время полученные температурные зависимости сопротивления, показанные на рисунке 5б, полностью определяются квантовыми поправками к проводимости. Таким образом, для утверждения, что тот или иной вид температурных зависимостей сопротивления в магнитном поле является свидетельством магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-изолятор (B-SIT), необходимо продемонстрировать диэлектрический характер температурных зависимостей сопротивления в магнитных полях. Иначе говоря, мы можем утверждать о наблюдении B-SIT, только если сопротивление следует зависи-

мости Эфроса-Шкловского ( $R \propto \exp(T^{1/2})$ ) или Аррениуса ( $R \propto \exp(T)$ ).

## 1.2 Механизмы подавления сверхпроводимости

В 1980-х годах вышли в свет работы [24–26] в которых рассматривались эффекты локализации в двумерных сверхпроводниках. В этих работах предсказывалось уменьшение температуры сверхпроводящего перехода при увеличении сопротивления «на квадрат»  $R_{\square}$  для двумерных плёнок. Данная теория предсказывает следующую зависимость критической температуры  $T_c$  от сопротивления плёнки  $R_{\square}$ :

$$\ln\left(\frac{T_c}{T_{c0}}\right) = -\frac{1}{2}gr \left[ \ln\left(\frac{\hbar}{kT_c\tau}\right) \right]^2 - \frac{1}{3}gr \left[ \ln\left(\frac{\hbar}{kT_c\tau}\right) \right]^3, \quad (32)$$

где  $r = G_{00} \cdot R_{\square}$ ,  $G_{00} = e^2/(2\pi^2\hbar)$ ,  $T_{c0}$  – критическая температура сверхпроводящего перехода в объёмном образце,  $\tau$  – время свободного пробега,  $g$  – константа, описывающая экранированное кулоновское взаимодействие.

Такой механизм подавления сверхпроводимости основан на следующих соображениях: увеличение беспорядка приводит к уменьшению коэффициента диффузии. В результате чего ухудшается динамическое экранирование кулоновского отталкивания между электронами, что, в свою очередь, приводит к перенормировке электрон-электронного взаимодействия в куперовском канале, и, следовательно, к зависимости критической температуры от сопротивления плёнки в нормальном состоянии. При некоторой величине беспорядка константа электрон-электронного взаимодействия может изменить знак, что отвечает полному подавлению сверхпроводящего состояния.

В 1984 году вышла работа [27] посвященная исследованию сверхпроводящих свойств ультратонких плёнок MoGe. Оказалось, что при значениях

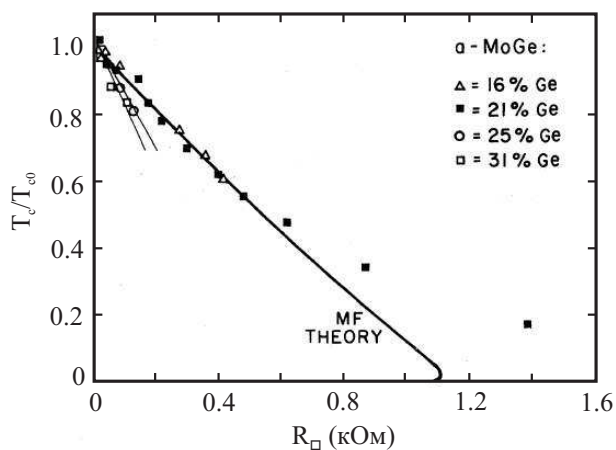


Рис. 6: Зависимости критической температуры от сопротивления в нормальном состоянии для аморфных плёнок MoGe различного состава. Значения  $T_{c0}$ : 7.6, 7.2, 6.8 и 5.8 К при соответствующем увеличении содержания Ge. Сплошная линия – расчёт по формуле (32). (Из работы [27].)

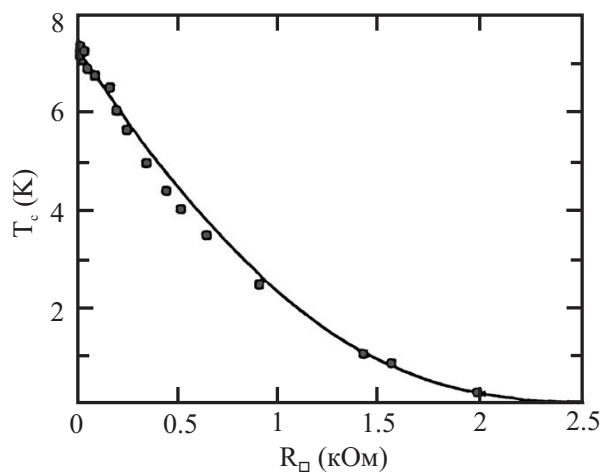


Рис. 7: Подавление сверхпроводимости в аморфных плёнках Mo<sub>79</sub>Ge<sub>21</sub>: Символы — данные из работы [27]; сплошная линия – результат расчёта по формуле (33) (рисунок из работ [28, 29]).



сопротивлениях  $R_{\square} < 400$  Ом предложенная Маекавой теория неплохо описывает эксперимент, тогда как при больших сопротивлениях  $T_c$  уменьшается медленнее, чем предсказывается теорией (см. рис. 6).

Выражение (32) было получено вычислением поправки в первом порядке по параметру  $r$ . В более поздней работе [28] (см. также обзор [29]) было показано, что для нахождения зависимости  $T_c$  от сопротивления плёнки при  $R_{\square} > 400$  Ом учёта поправки в первом порядке недостаточно, и нужно использовать уравнения ренормгруппы. В данных работах получено следующее выражение:

$$\ln\left(\frac{T_c}{T_{c0}}\right) = \frac{1}{|\gamma|} - \frac{1}{\sqrt{2r}} \ln\left(\frac{\gamma - r/4 - \sqrt{r/2}}{\gamma - r/4 + \sqrt{r/2}}\right), \quad (33)$$

здесь

$$\gamma = 1 / \ln(kT_{c0}\tau/\hbar).$$

Выражение (33) написано при условии сильного спин-орбитального взаимодействия, то есть предполагается  $kT_c\tau_{so}/\hbar < 1$ , где  $\tau_{so}$  – время релаксации спина из-за спин-орбитального взаимодействия. До тех пор, пока понижение температуры перехода относительно невелико, получаемая из уравнения (33) величина  $T_c$  соответствует формуле (32), в которой константа, описывающая экранированное кулоновское взаимодействие  $g_1 = 0.5$  (что отвечает сильному спин-орбитальному взаимодействию). При  $T_{c0} - T_c \ll T_{c0}$  из (32) с учётом вышесказанного находим:

$$T_c = T_{c0} \left( 1 - \frac{e^2 R}{12\pi^2 \hbar} \ln^3 \frac{\hbar}{kT_{c0}\tau} \right). \quad (34)$$

Рассчитанная таким образом зависимость критической температуры от сопротивления на квадрат великолепно описывает экспериментальные данные (см. рис. 7).

Отметим, что по фермионному механизму подавления сверхпроводимости реализация прямого перехода из сверхпроводящего состояния в диэлектрическое невозможна, поскольку сверхпроводимость исчезает на металлической стороне перехода металл-изолятор по беспорядку. Таким образом, в случае действия только фермионного механизма, реализуется следующая последовательность переходов: сверхпроводник  $\rightarrow$  металл  $\rightarrow$  изолятор (см. рис. 2а).

В 1990 году была опубликована теория перехода сверхпроводник-изолятор для двумерных систем [30]. Теория основана на бозонной модели для сверхпроводника и предполагает наличие бозонов (пар электронов) как в сверхпроводящем, так и в диэлектрическом состоянии.

Теория перехода сверхпроводник-изолятор в нулевом магнитном поле [30] была распространена Фишером на переход сверхпроводник-изолятор под действием магнитного поля для двумерного сверхпроводника [31]. Согласно Фишеру в магнитном поле меньшем критического  $B_c$  куперовские пары делокализованы, вихри локализованы и двумерная система является сверхпроводником. В поле большем критического наоборот: вихри делокализованы, а пары локализованы, что приводит к диэлектрическому состоянию. В магнитном поле равном критическому наблюдается единственное металлическое состояние.

Рассматривается «фазовая» модель Бозе поля куперовских пар, то есть предполагается, что волновая функция содержит только зависимость от фазы  $\psi \rightarrow e^{i\phi}$ , то есть, по сути, теория основана на уменьшении сверхтекучей плотности за счёт усиления влияния флуктуаций при росте беспорядка. Учитывается кулоновское взаимодействие пар и взаимодействие между вихрями. Для решения уравнения Шрёдингера Фишер использовал метод однопара-

метрического скейлинга.

При движении вихри чувствуют (фиктивное) флуктуирующее калибровочно-инвариантное поле  $\vec{a}$ , ротор которого есть плотность пар. Природу этого поля качественно можно понять следующим образом: когда куперовская пара совершает движение вокруг вихря (или вихрь обходит пару), фаза волновой функции пары изменяется на  $2\pi$ . При дуальном рассмотрении вихря изменение фазы пары воспринимается вихревой волновой функцией. Флуктуирующее поле  $\vec{a}$  обеспечивает это влияние: поскольку  $\vec{\nabla} \times \vec{a}$  эквивалентен плотности пар, фаза изменяется ровно на  $2\pi$  для каждой пары, которую обошёл вихрь. Увеличение беспорядка  $\Delta$  при  $T = B = 0$  приводит к переходу из сверхпроводящего состояния в диэлектрическое с локализованными куперовскими парами.

Далее в работе предполагается, что происходит переход второго рода при критическом беспорядке  $\Delta_c$ . Важную роль играет корреляционная длина  $\xi$ , которая, аналогично корреляционной длине для классического фазового перехода второго рода, вблизи перехода должна зависеть степенным образом от дисперсии случайного потенциала:  $\xi \propto |\Delta - \Delta_c|^{-\nu}$  с показателем  $\nu \geq 1$ . Эта длина определяет размер квантовых флуктуаций около среднего значения  $\langle \psi \rangle \neq 0$  в сверхпроводящей фазе и расходится в точке перехода. В диэлектрической фазе  $\langle \psi^*(r)\psi(0) \rangle \propto e^{-r/\xi}$ . Ожидается, что характерные частоты вблизи критического беспорядка  $\Omega \propto \xi^{-z}$  стремятся к нулю. В работе [30] показано, что динамический показатель  $z = 1$  для дальнедействующего кулоновского взаимодействия ( $\hbar\Omega \propto r^{-1}$  и при  $r = \xi$  получаем  $z = 1$ ). Вблизи перехода физические свойства масштабируются по степеням  $\xi$  и  $\Omega$ .

Для условия  $B \neq 0, T = 0$  по аналогии с теорией перехода сверхпроводник-

изолятор в нулевом магнитном поле [30] можно ввести корреляционную длину  $\xi_B$  [31]. Так же, как и для перехода сверхпроводник-изолятор в нулевом магнитном поле, корреляционная длина степенным образом зависит от параметра, определяющего близость к переходу (в случае перехода под действием магнитного поля это  $|B - B_c|$ ):  $\xi_B \propto |B - B_c|^{-\nu_B}$ , где  $\nu_B \geq 1$  – критический показатель степени,  $B_c$  – критическое магнитное поле, в котором происходит переход. Как и в случае перехода сверхпроводник-изолятор в нулевом магнитном поле, характерная энергия квантовых флуктуаций  $\varepsilon_{fl}$  связана с корреляционной длиной следующим образом:  $\varepsilon_{fl} \propto \xi_B^{-z_B}$ . На основании анализа природы флуктуаций Фишер заключил, что динамический показатель степени  $z_B$  и в этом случае равен единице.

Поскольку эксперименты проводятся при конечных температурах, и кроме квантовых флуктуаций присутствуют тепловые, то это учитывается переопределением параметра близости

$$\frac{\varepsilon_{fl}}{T} \propto \frac{|B - B_c|^y}{T}, \quad (35)$$

где  $y = \nu_B z_B$ . Теория предсказывает универсальное поведение сопротивления вблизи перехода:

$$R(\delta) = R_c f(\delta), \quad \delta \equiv (B - B_c)/T^{1/y} \quad (36)$$

$f$  – универсальная функция параметра близости к переходу  $\delta$ , причём  $f(0)$  ограничено. Иначе говоря, если построить экспериментальные зависимости сопротивления от температуры в скейлинговых координатах  $R$  и параметра  $\delta$ , то они совпадут.

На плоскости  $(T, R)$  такому поведению отвечает характерный веер изомагнитных кривых. При значении поля равного критическому сопротивление не

зависит от температуры. При  $B < B_c$  сопротивление падает с уменьшением температуры, что отвечает сверхпроводящему состоянию. При полях больших критического сопротивление растёт.

Также теория предсказывает значение критического сопротивления

$$R_c = \frac{h}{4e^2} f(0), \quad (37)$$

по порядку величины равного кванту сопротивления для куперовской пары

$$R_{\text{ср}} = \frac{h}{4e^2} = 6.45 \text{ кОм}. \quad (38)$$

Необходимо подчеркнуть, что такой переход сверхпроводник-изолятор подразумевает не только переход в диэлектрическую фазу, но и присутствие в ней локализованных куперовских пар. По этой причине, такой механизм подавления сверхпроводимости называют «бозонным». Отметим, что бозонный механизм подавления сверхпроводимости требует уменьшения только  $T_{\text{ВКТ}}$ , тогда как  $T_c$ , вообще говоря, может оставаться постоянной.

### 1.3 Экспериментальные исследования перехода сверхпроводник-изолятор

Теоретические предсказания стимулировали появление экспериментальных работ, посвящённых исследованию перехода сверхпроводник-изолятор в нулевом магнитном поле. Одним из основных направлений исследований было изучение эволюции температурных зависимостей сопротивления при изменении одного из параметров, таких как: концентрация носителей [32], толщина плёнок [?, 33, 34], химический состав [36–39].

Полученные результаты можно разделить на два класса: (1) - это плёнки

с сопротивлением  $R_{\square} > h/4e^2$ , (2) плёнки с сопротивлением -  $R_{\square} < h/4e^2$ . Различие классов проявляется в реакции на внешнее магнитное поле, в первом случае в магнитных полях  $B > B_c$  рост сопротивления при  $T \rightarrow 0$  много больше сопротивления в нормальном состоянии  $\Delta R \gg R_{\square}$ , во втором -  $\Delta R < R_{\square}$  (см. рис. 8).

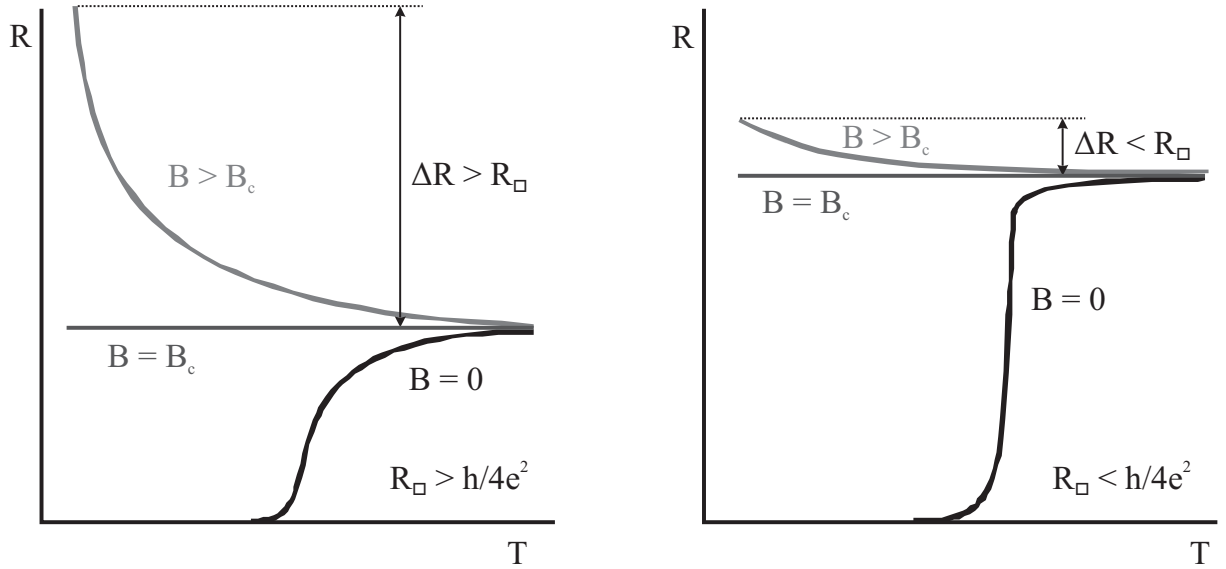


Рис. 8: Магнитоиндуцированные переходы сверхпроводник-изолятор (слева) и сверхпроводник-металл (справа).

После появления теории Фишера, в рамках которой предполагается существование магнитоиндуцированного квантового фазового перехода в двумерных системах, авторы работы [40] продемонстрировали такой переход на аморфных плёнках  $\text{InO}_x$ . Более тщательные исследования этого перехода были проведены в группе Гантмахера [41–43]. На рисунке 9 приведены данные для одной из плёнок  $\text{InO}_x$  из работы [41]. В магнитном поле равном  $B_c = 2.1$  Тл сопротивление практически не зависит от температуры и равно  $R_c = 7.8$  кОм, что несколько превышает предсказываемое теорией значение 6.45 кОм. Наблюдается характерный веер температурных зависимостей со-

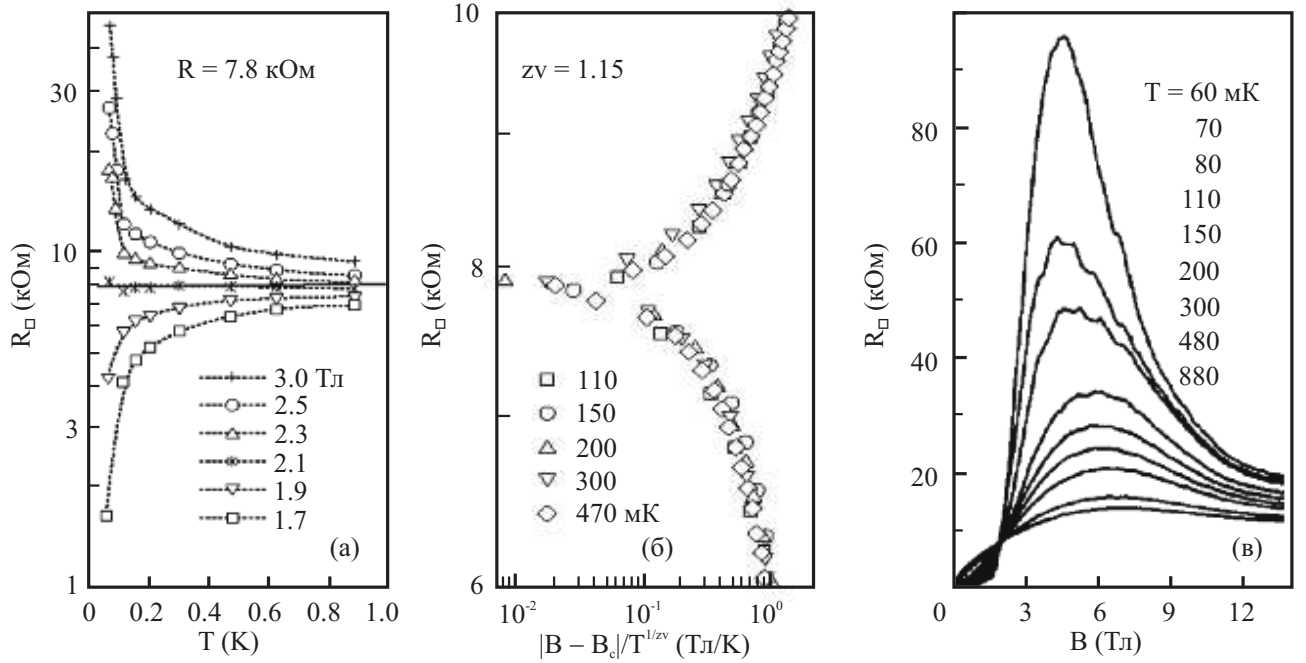


Рис. 9: Результаты низкотемпературных исследований плёнки  $\text{InO}_x$  из работы [41]. (а) Изомагнитные температурные зависимости сопротивления, образующие характерный веер. (б) Магнитополевые зависимости сопротивления в скейлинговых координатах. (в) Магнитополевые зависимости сопротивления (рис. 9(а)): в полях меньших 2.1 Тл сопротивление уменьшается при уменьшении температуры, а в полях, больших 2.1 Тл сопротивление резко увеличивается. Как хорошо видно из рис. 9(в), при внешнем магнитном поле равном примерно 5 Тл, сопротивление более чем на порядок больше критического ( $R_c$ ). Авторы демонстрируют прекрасное выполнение скейлинговых соотношений (рис. 9(б)). Действительно, при выборе произведения критических индексов  $z\nu = 1.15$  все зависимости, будучи построенными в скейлинговых координатах, совпадают, причём в относительно большом температурном интервале от 110 мК до 470 мК. Кроме того, авторы обнаружили, что магнитополевые зависимости сопротивления являются сильно немонотонны-

ми. Как видно из данных, представленных на рис. 9(в), при приложении внешнего магнитного поля, сопротивление сначала увеличивается, достигает максимума, а затем быстро уменьшается, то есть, наблюдается большое отрицательное магнитосопротивление. В своей последующей работе [42], авторы исследовали температурные зависимости сопротивления в полях, больших критического и обнаружили, что вблизи максимума сопротивления система действительно находится в диэлектрическом состоянии (температурная зависимость имеет активационный характер), но, по мере увеличения магнитного поля, система переходит в металлическое состояние. Этот факт согласуется с концепцией «бозонного» диэлектрика, то есть, с предположением, что диэлектрическое состояние обусловлено наличием локализованных куперовских пар. Действительно, приложение сильного магнитного поля должно приводить к разрушению пар и образованию более подвижных одночастичных возбуждений, что в эксперименте проявляется в виде отрицательного магнитосопротивления.

Недавно появилась работа [46], посвященная подробному изучению магнитоиндуцированного квантового фазового перехода сверхпроводник-диэлектрик. В работе [46] изучались аморфные плёнки  $\text{InO}_x$  толщиной 20-30 нм. Измерения выполнялись на переменном токе низкой частоты. Авторами были измерены зависимости сопротивления от магнитного поля при разных температурах для плёнок, демонстрирующих магнитоиндуцированный переход сверхпроводник-изолятор (рис. 10а). Анализ этих магнитополевых зависимостей сопротивления позволил авторам определить магнитополевую зависимость энергии активации  $k_B T_I$  (рис. 10б). Отметим, что  $k_B T_I$  увеличивается при увеличении магнитного поля  $B$ , пока  $B < 8$  Т, затем  $k_B T_I$  начинает



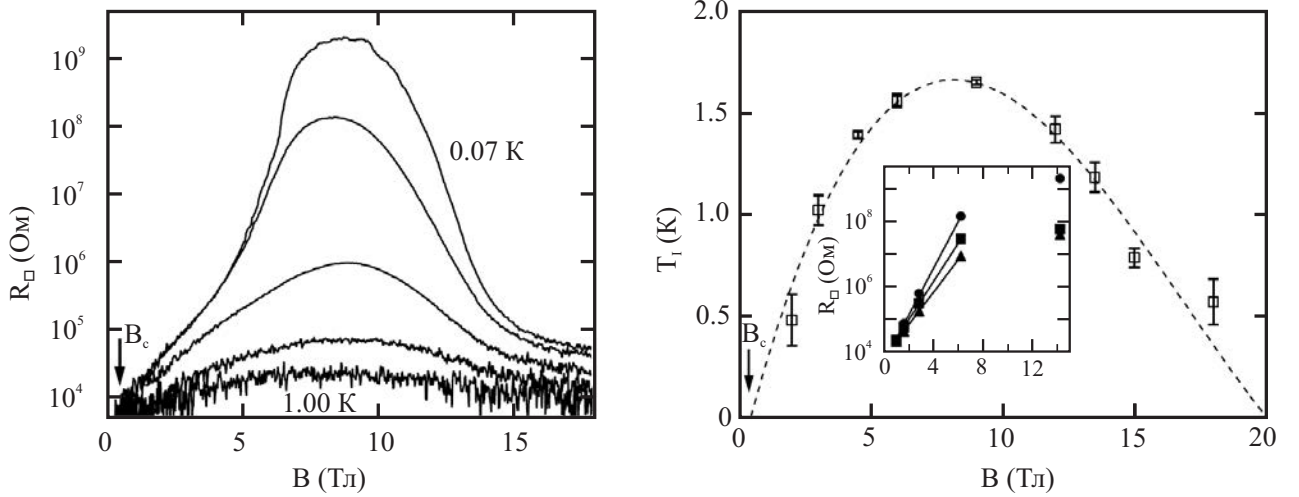


Рис. 10: Результаты низкотемпературных исследований плёнки  $\text{InO}_x$  из работы [46]. Слева: Зависимости магнитосопротивления при температурах 0.07, 0.16, 0.35, 0.62 и 1.00 К. Справа: Зависимость энергии активации температуры  $k_B T_I$  от магнитного поля.

уменьшаться.

Авторы [46] отмечают, что пиковое значение  $k_B T_I^p$  увеличивается при увеличении беспорядка, тогда как критическая температура  $T_c$  уменьшается. При этом авторы указывают на близость  $k_B T_I^p$  и  $k_B T_c$  в нулевом магнитном поле и предлагают следующее объяснение. В теоретических работах [47, 48] рассматривалось поведение двумерных сверхпроводников в присутствии случайного потенциала. Считалось что плёнки структурно однородные. Было показано, что при сильном беспорядке, сверхпроводящая щель  $\Delta_c$  может стать пространственно неоднородной, несмотря на однородность плёнки. Такие пространственные неоднородности  $\Delta_c$  приводят к формированию областей с большей  $\Delta_c$ , внедрённых в область с малой  $\Delta_c$ , создавая смесь сверхпроводящей и диэлектрической фаз. Результат оказывается схож со случаем гранулярных плёнок, которые состоят из макроскопических сверхпроводя-

щих гранул в диэлектрической матрице. В гранулярных плёнках приложение внешнего магнитного поля  $B$  также приводит к магнитоиндуцированному переходу сверхпроводник-изолятор, за счёт разрушения глобальной когерентности, хотя, как показывают туннельные измерения, сами гранулы остаются сверхпроводящими [49]. В диэлектрическом режиме, возникающем при этих условиях, проводимость определяется туннелированием нормальных электронов между гранулами. Поскольку такие электроны возникают за счёт теплового разрыва куперовских пар в гранулах, это приводит к активационному транспорту [50].

Магнитосопротивление плёнок InO, аналогичных рассмотренным выше, исследовалось и в другой научной группе [51]. На рисунке 11 приведены некоторые результаты этой работы. Отметим, что критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние уменьшается по мере увеличения сопротивления в нормальном состоянии (см. рис. 11а). При приложении магнитного поля сверхпроводящее состояние разрушается, и сопротивление сначала быстро увеличивается, достигает максимума и, затем, начинает уменьшаться, выходя на насыщение. Отметим, что при температуре 75 мК максимальное магнитосопротивление самого высокоомного образца более чем в 100 раз превышает сопротивление в нормальном состоянии (см. рис. 11б). При этом температурные зависимости сопротивления в диапазоне температур  $0.5 \div 1$  К и в магнитных полях от 7 до 11 Тл описываются зависимостью Аррениуса  $R \propto \exp(T_I/T)$  (показаны на рис. 11в). Однако, при температурах меньших 0.5 К сопротивление отклоняется от активационной зависимости вниз и выходит на насыщение. Энергия активации, в то же время, немонотонно зависит от магнитного поля:  $k_B T_I$  увеличивается в диапазоне магнитных полей

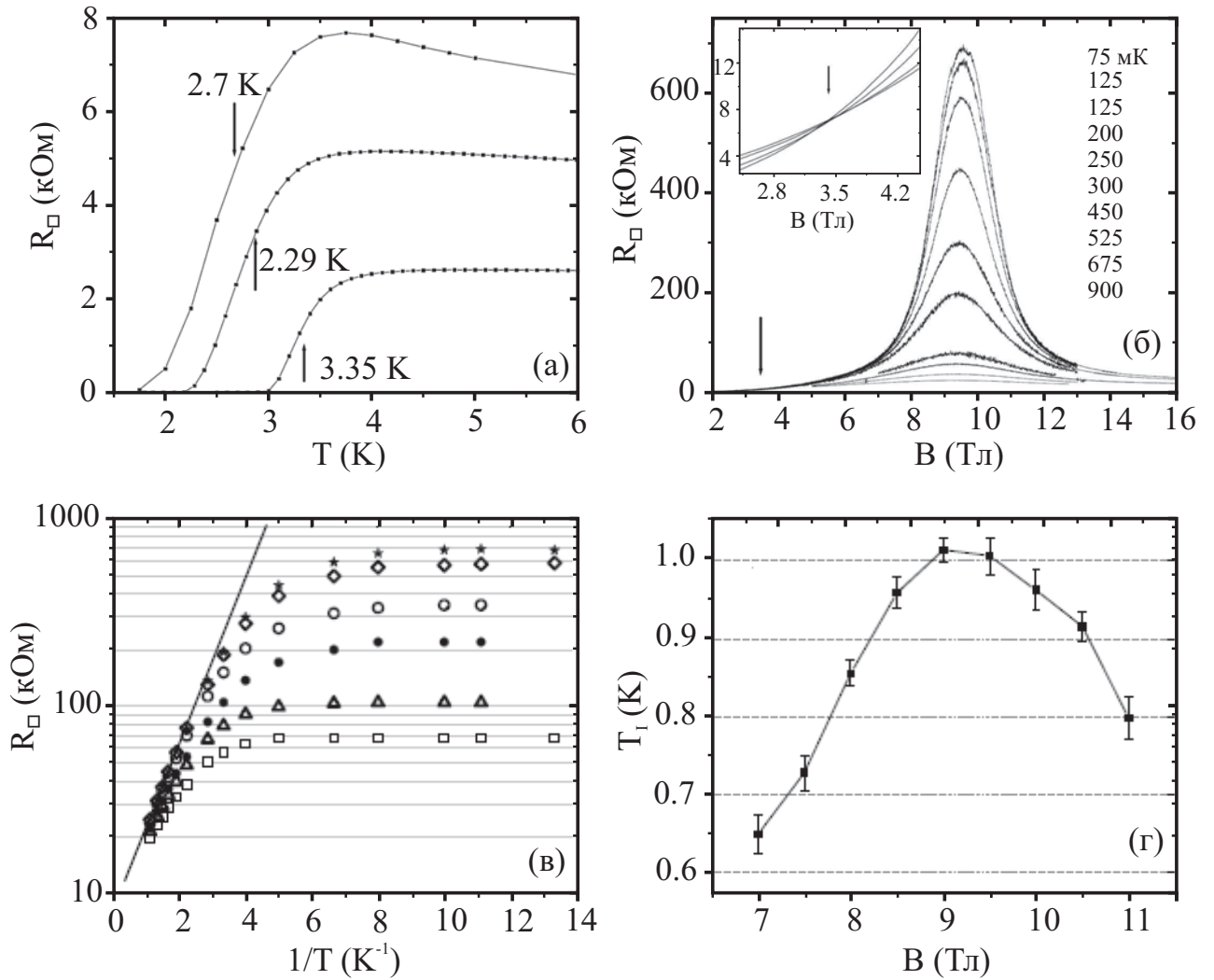


Рис. 11: Результаты низкотемпературных исследований плёнок InO из работы [51]. (а) Температурные зависимости сопротивления для трёх образцов с разной степенью беспорядка. (б) Магнитополевые зависимости сопротивления самого высокоомного образца. (в) Температурные зависимости сопротивления самого высокоомного образца в магнитном поле. (г) Магнитополевая зависимость температуры активации.

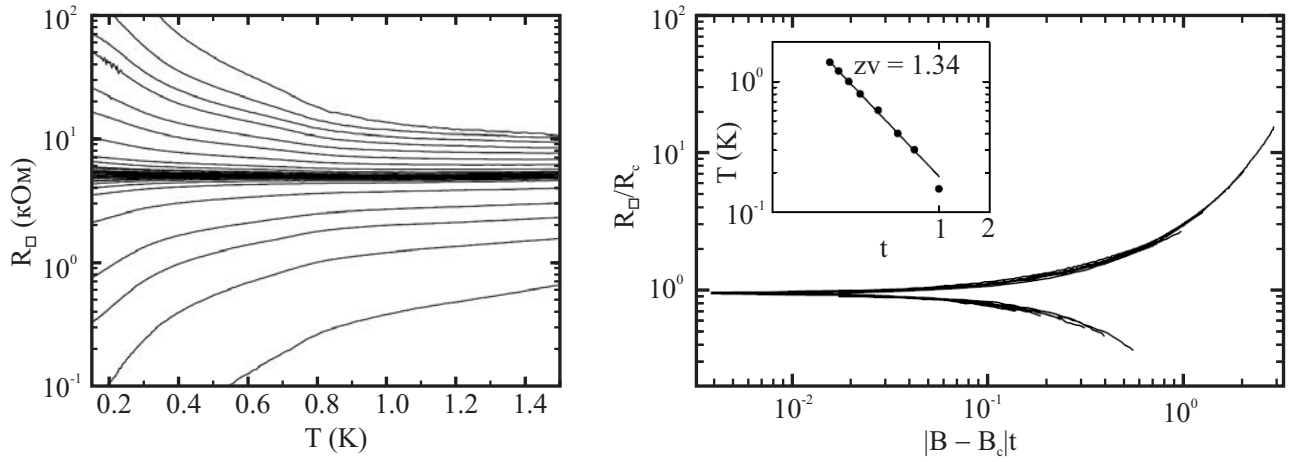


Рис. 12: Результаты низкотемпературных исследований плёнки Be из работы [44]. (а) Изомагнитные температурные зависимости сопротивления, образующие характерный веер. Для зависимостей снизу вверх приложенное магнитное поле увеличивалось от 0.05 до 2.25 Тл. Критическое магнитное поле 0.66 Тл. (б) Магнитополевые зависимости сопротивления в скейлинговых координатах.

от 7 до 9 Тл и уменьшается в полях, больших 9 Тл (см. рис. 11г). Кроме того, авторами была сделана оценка сверхпроводящей длины когерентности  $\xi_d(0) = 5 \div 6$  нм. Отметим, что толщина исследуемых плёнок ( $d = 20 \div 30$  нм) в несколько раз превышает  $\xi_d(0)$ . Этот факт заставляет нас усомниться, что исследуемые плёнки InO толщиной  $d = 20 \div 30$  нм, в которых происходит магнитоиндуцированный переход сверхпроводник, действительно являются квазидвумерными.

До 2002 г. InO<sub>x</sub> оставалось практически единственным материалом, в котором наблюдался магнитоиндуцированный квантовый фазовый переход сверхпроводник-диэлектрик. Затем, аналогичный переход был продемонстрирован на плёнках бериллия толщиной около 1 нм. На рисунке 12 приведены данные из работы [44]. Наблюдается характерный веер температурных зави-

симостей сопротивления во внешнем магнитном поле (рис. 12(a)) и выполнение скейлинговых соотношений. Авторы [44] не приводят данных о поведении сопротивления в сильных магнитных полях, однако немногим ранее в работе [45] было обнаружено отрицательное магнитосопротивление в диэлектрических плёнках бериллия. Поскольку сверхпроводящая длина когерентности в плёнках Ве составляла несколько нанометров и, соответственно, превышала толщину плёнок, никаких сомнений в квазидвумерности плёнок не возникает.

Ко второму классу можно отнести ряд работ на других материалах MoGe [52–54], MoSi [36, 37], NdCeCuO [38], авторы которых интерпретируют свои результаты как наблюдение квантового фазового перехода сверхпроводник-диэлектрик. На рисунках 13, 14 приведены некоторые данные из этих работ. Наблюдается поведение аналогичное показанному ранее, а именно, характерный веер температурных зависимостей во внешнем магнитном поле (рисунки 13, 14, слева), выполнение скейлинговых соотношений (рис. 13, справа) и отрицательное магнитосопротивление в сильном магнитном поле (рис. 14, справа). Именно эти аргументы авторы выдвигают в пользу интерпретации наблюдаемого поведения как проявления перехода сверхпроводник-диэлектрик. Однако похожесть скорее качественная, нежели количественная. Действительно, «критическое сопротивление» в данном случае значительно меньше кванта сопротивления для куперовских пар и составляет примерно 1.7 кОм. Рост сопротивления с уменьшением температуры на несверхпроводящей стороне магнитоиндуцированного перехода в данных экспериментах в лучшем случае составляет несколько процентов, то есть  $\Delta R \ll R_{\square}$ , что отвечает случаю, показанному на рис. 8 справа. Более того, сам рост сопротивления с уменьшением температуры (отрицательная произ-

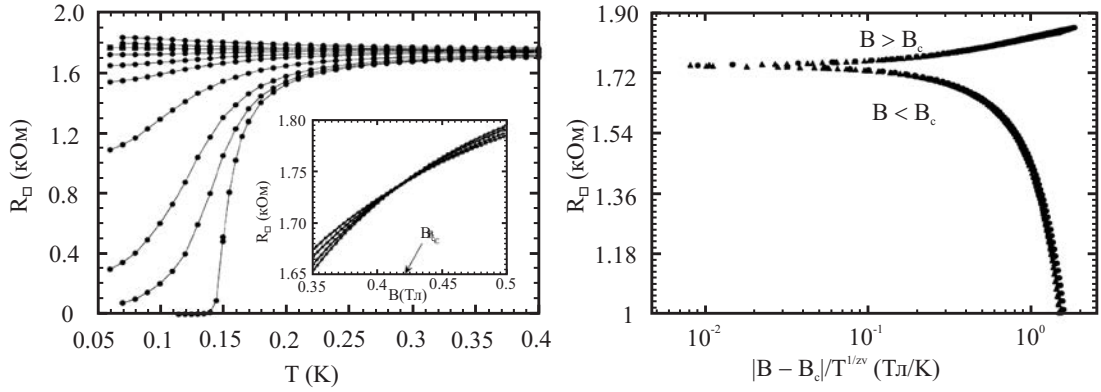


Рис. 13: Результаты низкотемпературных исследований плёнки MoGe из работы [52]. Слева: Температурные зависимости сопротивления в магнитных полях  $B = 0, 0.5, 1, 2, 3, 4, 4.4, 4.5, 5.5, 6$  кГс. На врезке  $R_{\square}(B, T)$  при  $T = 80, 90, 100, 110$  мК. Справа:  $R_{\square}(B, T)$  при  $T = 80, 90, 100, 110$  мК в скейлинговых координатах ( $B_c = 4.19$  кГс,  $\nu z = 1.36$ ).

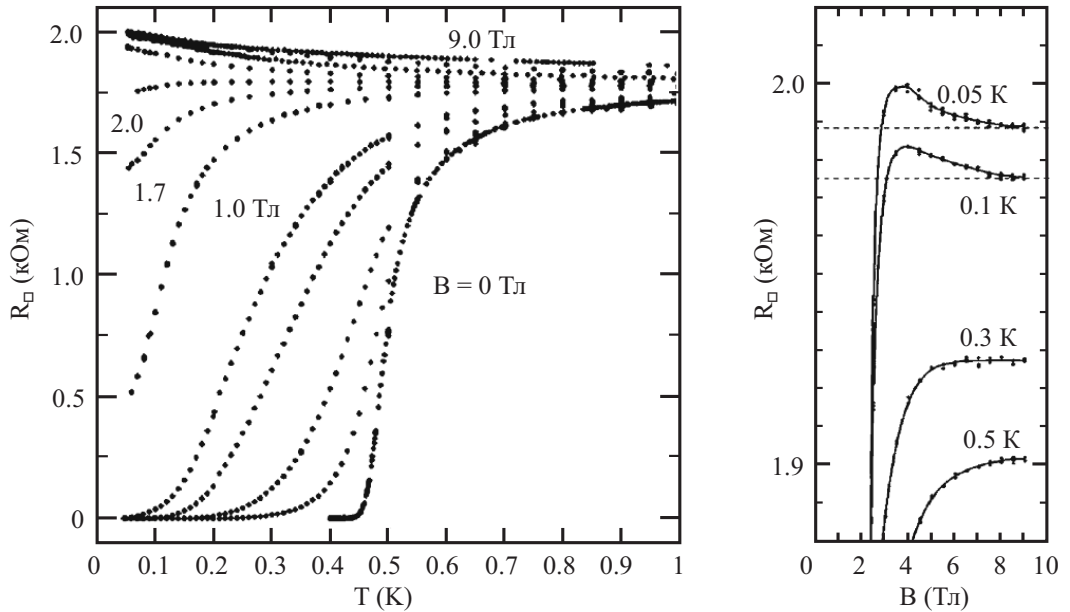


Рис. 14: Результаты низкотемпературных исследований плёнки MoSi из работы [36]. Слева: Температурные зависимости сопротивления в магнитных полях. Справа: Магнитополевые зависимости сопротивления.

водная сопротивления  $\partial R/\partial T$  в полях больших критического) не может быть свидетельством перехода в диэлектрическое состояние. Характеристикой любого изолятора является экспоненциальная температурная зависимость сопротивления, и это было продемонстрировано только на плёнках  $\text{InO}_x$  [42] и бериллия [44]. Мы полагаем, что в данном случае [36–38, 52–54] наблюдается переход сверхпроводник - нормальный металл (а не диэлектрик).

## 2 Нитрид титана (Обзор)

Нитрид титана — соединение состава  $\text{TiN}_x$  ( $x = 0.58 - 1.00$ ), весьма устойчиво к коррозии, имеет высокую износоустойчивость. Толстые стехиометрические плёнки  $\text{TiN}$  имеют золотистый цвет. В промышленности  $\text{TiN}$  широко используется для создания износоустойчивых покрытий режущих инструментов и жаропрочных покрытий. В микроэлектронике нитрид титана применяется для создания диффузионных барьеров для меди на кремнии в интегральных микросхемах. Плотность монокристалла  $\text{TiN}$  составляет  $\rho = 5.43$  г/см<sup>3</sup>, а удельное сопротивление при комнатной температуре — 23 мкОм·см [55].  $\text{TiN}$  может переходить в сверхпроводящее состояние с критической температурой до  $\sim 6$  К [56, 57].

### 2.1 Структурные параметры и электронные свойства $\text{TiN}$

Электронное строение  $\text{TiN}$  в настоящее время хорошо изучено. Это обусловлено тем, что кристаллическая структура  $\text{TiN}$  довольно простая — нитрид титана упаковывается в решётку типа  $\text{NaCl}$ . Элементарная ячейка и первая зона Бриллюэна приведены на рисунках 15а и 15б соответственно. Параметры решётки и средние межатомные расстояния приведены в таблице 1.

Первый расчёт электронной структуры нитрида титана был проведён в 1958 году в работе [58] методом линейной комбинации атомных орбиталей (метод LCAO). В более поздней работе [59] (1965 г.) проводился самосогласованный расчёт электронной структуры методом расширенных плоских волн



Таблица 1: Параметры кристаллических структур TiN, Ti, N.

Материал	Решётка	Параметры решётки, нм	Температура плавления, К
TiN	ГЦК	$a = 0.4234$	2950
Ti	гексагональная	$a = 0.295$ $c = 0.4685$	1946
N	гексагональная	$a = 0.404$ $c = 0.667$	63

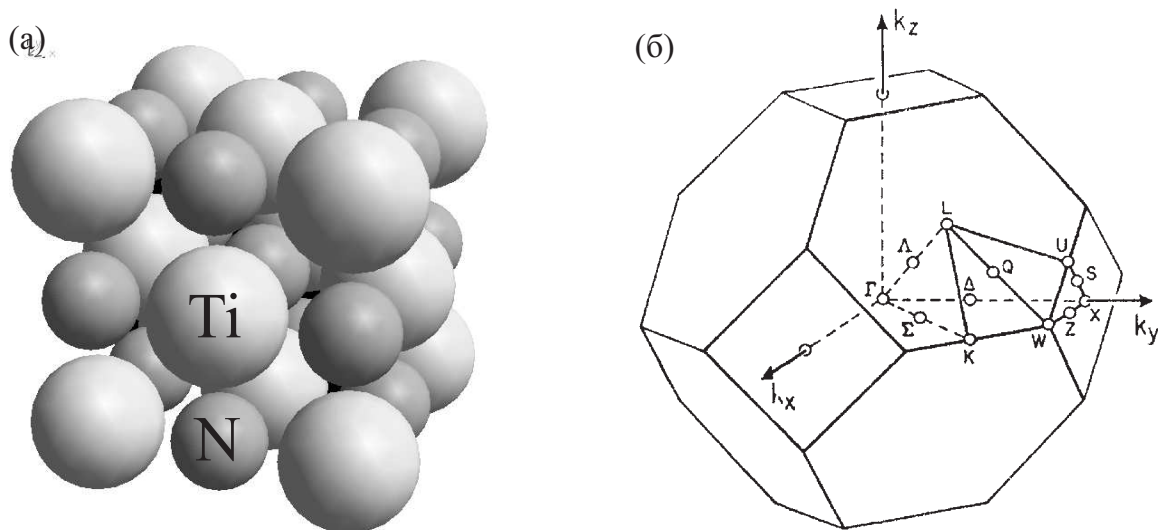


Рис. 15: (а) — Элементарная ячейка нитрида титана. (б) — Первая зона Бриллюэна и особые точки линии высокой симметрии для решётки типа ГЦК.

(метод APW [60]). Для расчёта авторами выбирается конфигурация потенциалов, отвечающая нейтральным атомам:  $Ti(3d)^2(4s)^2$ ,  $N(2s)^2(2p)^3$ . Рассчитанная в работе [59] дисперсионная зависимость  $E(k)$  в TiN вдоль линии высокой симметрии представлена на рисунке 16.

В недавней работе [61] (1996 г.) расчёт электронной структуры и механических свойств проводился методом функционала плотности. На рисунке 16 приведены результаты расчётов электронной структуры нитрида титана. Расчётная зависимость плотности состояний от энергии приведена на рисунке 17: сплошная линия соответствует полной плотности состояний TiN, штрихпунктирной, штриховой и пунктирной линиями показаны вклады Ti  $3d$ , N  $2p$  и N  $2s$  орбиталей, соответственно. Качественно результаты работ [59] и [61] совпадают, что хорошо видно из сравнения данных для зонной структуры, приведённых на рисунке 16.

Основные результаты данных расчётов сводятся к следующему. Энергетическая структура зон содержит зону с низкой энергией, образованную  $2s$  состояниями N. При более высокой энергии имеется три перекрывающихся зоны, образованных  $2p$  состояниями N с небольшой добавкой состояний с  $d$  симметрией. Следующие пять зон выше по энергии обусловлены, главным образом,  $d$  состояниями переходного металла (Ti), однако, проявляют и некоторый характер  $p$  симметрии. Самые высокие по энергии зоны, представляют собой смесь состояний с различной симметрией. Такой характер зон определяет соответствующую плотность состояний (рис. 17). В наиболее существенной для транспортных свойств материала, то есть в области состояний вблизи энергии Ферми, плотность состояний определяется, главным образом,  $3d$  состояниями титана. Как хорошо видно из рис. 17, полная плот-

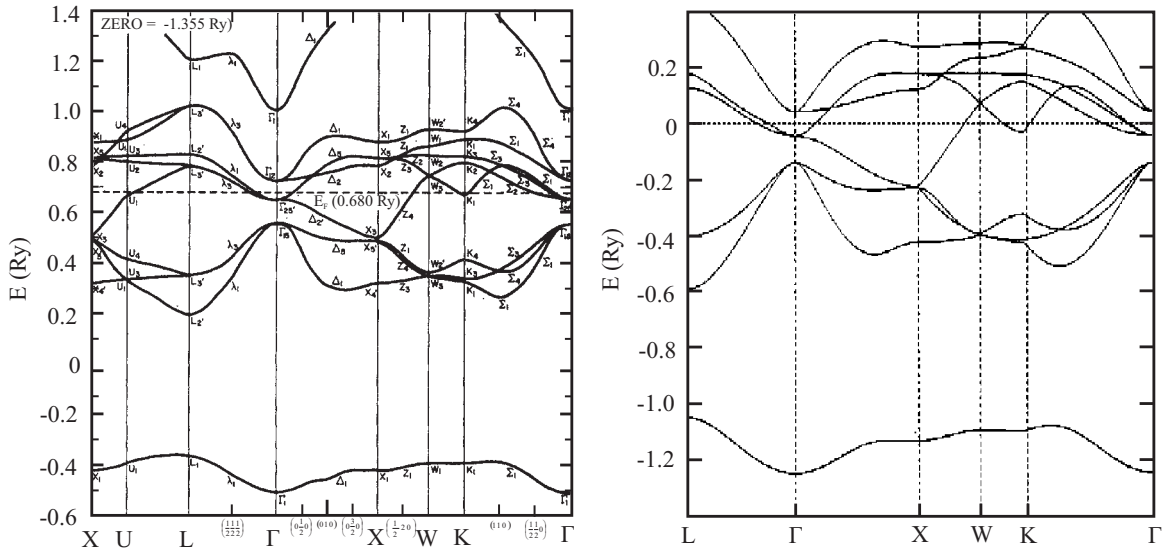


Рис. 16: Слева приведены результаты расчёта дисперсионных зависимостей  $E(k)$  в TiN вдоль линий высокой симметрии из работы [59]. Справа — результаты расчёта дисперсионных зависимостей  $E(k)$  в TiN вдоль линий высокой симметрии из работы [61]. Отсчёт энергии производится от уровня Ферми  $E_F$ .

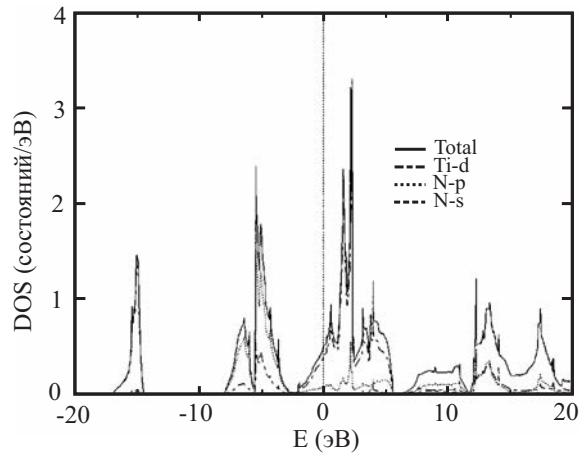


Рис. 17: Плотность состояний (DOS) для TiN, вычисленная методом Local-density approximation (LDA). Сплошной линией показана зависимость полной плотности состояний от энергии, штрихпунктирной, штриховой и пунктирной линиями изображены вклады Ti 3d, N 2p и N 2s орбиталей соответственно. Уровень Ферми принят за начало отсчёта энергии и отмечен вертикальной штриховой линией (из работы [61]).

ность состояний (Total, показана сплошной линией) практически совпадает с плотностью  $3d$  состояний титана (штрих-пунктирная линия) вблизи уровня Ферми. Это приводит к тому, что металлические свойства данного соединения (TiN), определяются именно состояниями атомов переходного металла (Ti). Однако,  $d$ -орбитали металла, как известно, весьма сильно локализованы возле своего узла, что приводит к относительно небольшой плотности состояний и, соответственно, к невысокой проводимости данных металлов. Плотность состояний на уровне Ферми у TiN равна примерно 0.5 состояний/эВ (см. рис. 17), что соответствует примерно  $4 \cdot 10^{46}$  Дж $^{-1}$ м $^{-3}$ . При этом концентрация носителей составляет  $3.77 \cdot 10^{21}$  см $^{-3}$ . Для сравнения, концентрация носителей у золота (Au), которое является одним из лучших проводников (третий после серебра и меди), равна  $5.9 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ , а у висмута (полуметалл)  $2.29 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . Такое сравнение показывает, что TiN обладает относительно невысокой проводимостью. В то же время, известно, что при низких температурах TiN переходит в сверхпроводящее состояние. Комбинация этих двух свойств (невысокая плотность состояний на уровне Ферми и сверхпроводимость) делает нитрид титана весьма привлекательным объектом для исследования перехода сверхпроводник-диэлектрик. Кроме того, поскольку вклад в сопротивление квантовых поправок к проводимости тем больше, чем больше само сопротивление, то плёнки TiN являются очень удобным кандидатом для изучения влияния сверхпроводящих флуктуаций на квантовый транспорт в квазидвумерных неупорядоченных металлах.

## 2.2 Исследования низкотемпературных свойств TiN

Переход в сверхпроводящее состояние кристалла нитрида титана при температуре  $T = 6$  К был представлен в работах [56, 57]. Кроме того, в [56, 57] было показано, что уменьшение содержания азота в нитриде титана приводит к резкому понижению температуры перехода в сверхпроводящее состояние и изменению постоянной решётки (см. табл. 2). Для выращивания кристаллов 1 и 5 использовался CVD метод (химическое осаждение из газовой фазы), а образцы 2, 3, 4 и 6 получались при отжиге титана в азотной атмосфере при температуре  $2950^{\circ}\text{C}$ . Образец 1 из таблицы являлся монокристаллом, тогда как образцы 2-6 были поликристаллическими. При нарушении стехиометричности состава плёнки TiN температура сверхпроводящего перехода стремительно уменьшается, причём  $T_c$  изменяется в 3.5 раза при уменьшении содержания азота всего на 5%, что хорошо видно из сопоставления результатов для образцов 1 и 2. При этом постоянная кристаллической решётки TiN изменяется очень слабо: уменьшение концентрации азота на 45% приводит к изменению постоянной решётки на 0.5 процента.

Позднее, в 1993 году вышла работа [62], в которой исследовались свойства плёнок нитрида титана толщиной от 100 до нескольких нанометров выращенных на подложке  $\text{SiO}_2$  методом реактивного магнетронного напыления. Плотность плёнок составляла  $4.8$  г/см<sup>2</sup>, то есть 88% от плотности монокристалла TiN. Плёнки выращивались при температурах  $40^{\circ}\text{C}$  и  $500^{\circ}\text{C}$ . Полученные плёнки являлись поликристаллическими. Кристаллиты плёнок, выращенных при  $40^{\circ}\text{C}$ , были ориентированы в направлении  $\langle 111 \rangle$  и их размер составлял 30 нм. Кристаллиты плёнок, выращенных при  $500^{\circ}\text{C}$ , были ориентированы

Таблица 2: Данные по стехиометрии и критической температуре сверхпроводящего перехода нитрида титана. Образцы 1-4 из работы [56], образцы 5-6 из работы [57].

образец #	цвет	Ti	N	$T_c$ К	Постоянная решётки Å
1	золотистый	1	0.995	6.0	4.24
2	золотистый	1	0.953	1.7	4.24
3	серебристый	1	0.797	<1.5	4.233
4	серебристый	1	0.548	<1.2	4.219
5		1	0.994	6.09	4.2366
6		1	0.802	<0.02	4.2301

в направлениях  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 200 \rangle$  и размеры кристаллитов составляли около 18 и 14 нм для ориентаций  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 200 \rangle$  соответственно, причём размер кристаллитов линейно зависел от толщины плёнок. Отметим, что удельное сопротивление плёнок с одинаковой толщиной, выращенных при  $40^\circ\text{C}$ , было в примерно три раза выше, чем плёнок, выращенных при  $500^\circ\text{C}$  (см. рис. 18). При уменьшении толщины плёнок удельное сопротивление плёнок, выращенных при  $500^\circ\text{C}$ , монотонно увеличивалось, тогда как  $\rho$  плёнок, выращенных при  $40^\circ\text{C}$ , уменьшалось в диапазоне толщин от 100 нм до 18 нм, затем начало быстро увеличиваться. Рост удельного сопротивления при уменьшении толщины плёнок авторы связывают с рассеянием электронов на границах плёнки. Температура сверхпроводящего перехода для самой толстой плёнки (100 нм) составляла 5 К, что всего на градус меньше, чем  $T_c$  монокристалла

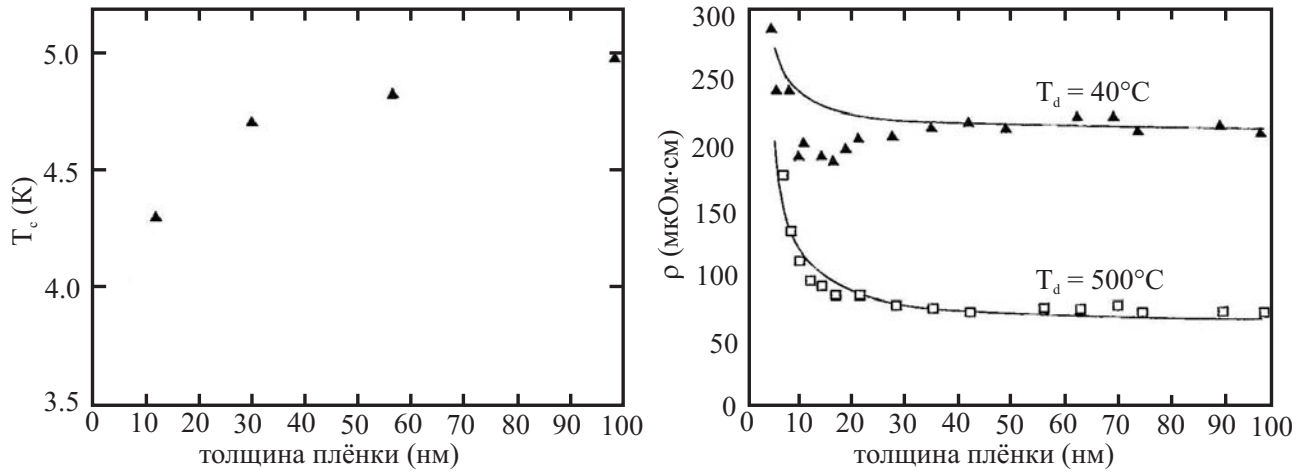


Рис. 18: Слева приведена зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от толщины плёнок, выращенных при  $500^\circ\text{C}$ . Справа — зависимость удельного сопротивления от толщины плёнки TiN при комнатной температуре.  $\square$  — плёнки, выращенные при температуре  $500^\circ\text{C}$ ,  $\blacktriangle$  — плёнки, выращенные при температуре  $40^\circ\text{C}$ . Из работы [62].

TiN. Уменьшение толщины плёнок в 10 раз (до 10 нм) привело к уменьшению  $T_c$  до 4.3 К.

В дальнейшем, при исследовании плёнок TiN, выращенных методом реактивного магнетронного напыления на подложке Si при температуре  $950^\circ\text{C}$ , было обнаружено аналогичное увеличение удельного сопротивления в нормальном состоянии при уменьшении толщины плёнок TiN [63, 64] (показано на рисунке 19). Отметим, удельное сопротивление плёнок оказалось меньше, чем в работе [62], что согласуется с тенденцией уменьшения удельного сопротивления при увеличении температуры напыления. Увеличение сопротивления плёнки TiN в нормальном состоянии с 40 Ом до 780 Ом привело к уменьшению  $T_c$  с 3.8 К до 1.75 К соответственно (рис. 19).

Позднее, в работах [65, 66] исследовались плёнки различной толщины, выращенные методом магнетронного напыления из чистых мишеней титана в

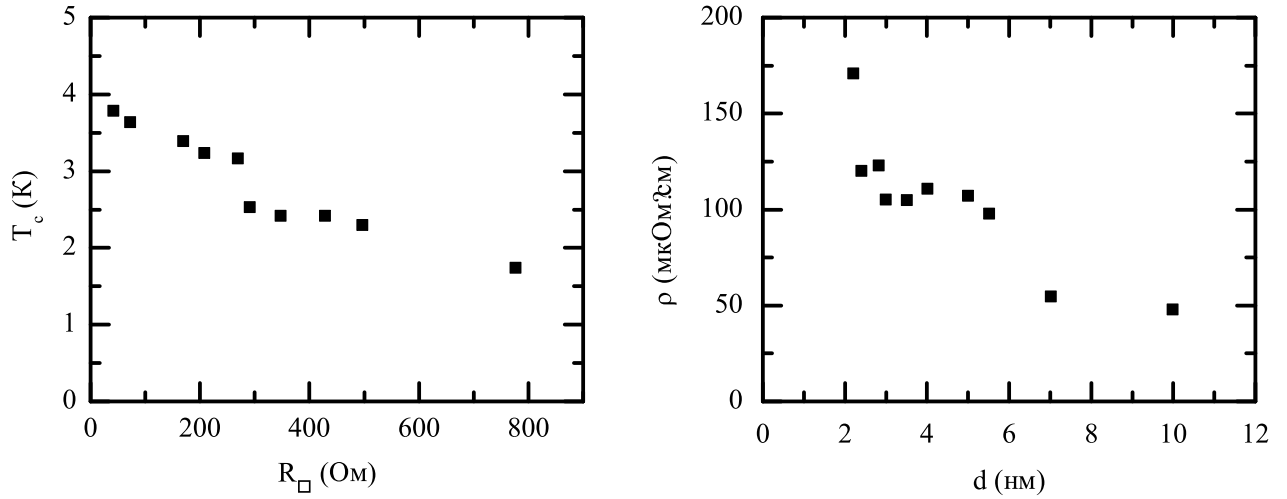


Рис. 19: Слева представлена зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от сопротивления плёнок TiN в нормальном состоянии. Справа — зависимость удельного сопротивления при 10 К от толщины плёнки TiN. Из работы [64].

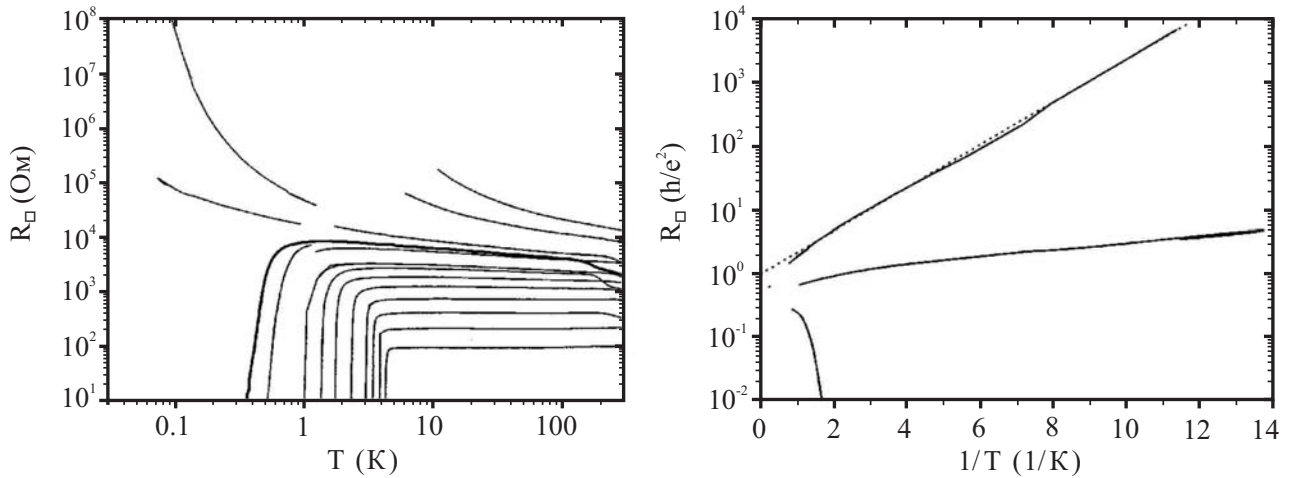


Рис. 20: Слева показаны температурные зависимости сопротивления на квадрат плёнок TiN различной толщины. Справа — зависимость сопротивления на квадрат от  $T^{-1}$  для трёх плёнок TiN вблизи перехода сверхпроводник-изолятор. Штриховой линией показана зависимость Аррениуса с активационной температурой  $T_0 = 0.77$  К. Из работы [65].



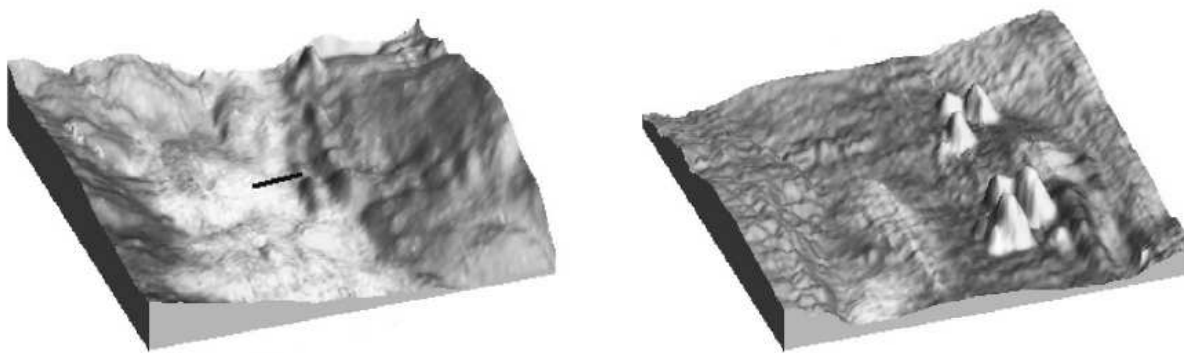


Рис. 21: Карта локальной плотности состояний плёнки TiN толщиной 100 нм, полученная в сканирующем туннельном микроскопе. Слева: Область  $400 \times 400$  нм<sup>2</sup>,  $T = 143$  мК. Справа:  $250 \times 250$  нм<sup>2</sup>,  $T = 258$  мК. Светлые участки являются сверхпроводящими, тёмные — нормальными. Максимальная амплитуда по высоте составляет 2 нм для обоих изображений. Из работы [66].

аргоново-азотной атмосфере на подложке Si/SiO<sub>2</sub> при температуре 350°C. При уменьшении толщины плёнок TiN наблюдалось уменьшение критической температуры  $T_c$  и увеличение сопротивления в нормальном состоянии. При достижении некоторой критической толщины поведение плёнок со сверхпроводящего сменилось на диэлектрическое, при низких температурах описываемое зависимостью Аррениуса  $R(T) = R_0 \exp(T_0/T)$  (рис. 20). Однако, исследуемые в этих работах плёнки были сильно неоднородными, что затрудняет анализ данных в рамках существующих теорий: на рис. 21 приведена карта локальной плотности состояний, измеренная при температурах 143 мК и 258 мК в сканирующем электронном микроскопе. На рисунке хорошо различимы сверхпроводящие острова (светлые) разделённые массивными нормальными областями.

Следует отметить ещё одну работу [67], в которой было показано, что эффективная масса электронов  $m^*$  в плёнках TiN зависит от условий выращивания.

ния. В случае плёнок TiN, толщиной 100 нм, выращенных методом реактивного магнетронного напыления при различных температурах и напряжениях на подложке,  $m^*$  менялась в диапазоне  $1.2 \div 3m_e$ . Причём большая эффективная масса соответствовала большим значениям удельного сопротивления.

Подведём краткий итог. Сверхпроводящие свойства и ферми-жидкостные параметры TiN сильно зависят от условий его выращивания и стехиометрического состава. В то время как в массивном монокристалле критическая температура может достигать 6 К, в плёнках TiN, изготовленных методом магнетронного напыления, максимальная критическая температура составляет 4.7 К (толщина плёнки 100 нм). Критическая температура сверхпроводящего перехода уменьшается по мере уменьшения толщины плёнок. Обнаружен переход в диэлектрическое состояние в плёнках TiN, изготовленных методом магнетронного напыления. Показано, что плёнки, изготовленные данным методом, являются сильно неоднородными. До настоящего времени плёнки, изготовленные другими методами, не исследовались. В то же время данных для однозначного утверждения, что наблюдается переход сверхпроводник-изолятор по беспорядку, а не сверхпроводник-металл-изолятор недостаточно. Это делает актуальным изготовление и исследование однородных плёнок TiN.

## 3 Методика эксперимента

### 3.1 Изготовление образцов

#### 3.1.1 Плёнки TiN

В данной работе исследуются свойства тонких плёнок TiN, изготовленных по технологии атомарно-слоевого осаждения из газовой фазы в IMEC Inc (Interuniversity Microelectronic Center, Бельгия). Детали технологического процесса изложены в [68–73]. Суть метода заключается в следующем. На кремниевой пластине (на поверхности (100)) за счёт термического окисления при температуре 750°C выращивается 10 нм слой SiO<sub>2</sub>. Дальнейшие операции осуществляются в атмосфере азота. Сначала на поверхность SiO<sub>2</sub> адсорбируется один монослой TiCl<sub>4</sub>. При этом на поверхности образуются соединения TiClO<sub>3</sub>, TiCl<sub>2</sub>O<sub>2</sub> или TiCl<sub>3</sub>O (см. рис. 22а). Следом осаждается аммиак NH<sub>3</sub>, который вступает в реакцию с TiCl<sub>x</sub>, в результате которой образуются молекулы Ti(NH<sub>x</sub>)<sub>2</sub>, TiNH<sub>x</sub>Cl и Ti(NH<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Cl, а также HCl (рис. 22б). После этого снова осаждается слой TiCl<sub>4</sub> (рис. 22в) и операции повторяются до достижения желаемой толщины плёнки TiN. Перед повторением операций из камеры откачиваются летучие продукты реакции: HCl, H<sub>2</sub> и Cl<sub>2</sub>.

В дальнейшем, с помощью методов резерфордского обратного рассеяния (RBS) и детектирования атомов отдачи (ERDA) была получена информация об элементном составе плёнок TiN. Метод ERDA позволил определить относительное содержание титана и азота в плёнках, а также профиль их залегания, а метод RBS — концентрацию хлора в плёнках TiN. Результаты анализа спектров приведены в таблице 3. Оказалось, что в плёнках TiN содержится примесь хлора от 1 до 4%. Кроме того, основываясь на поверхностной

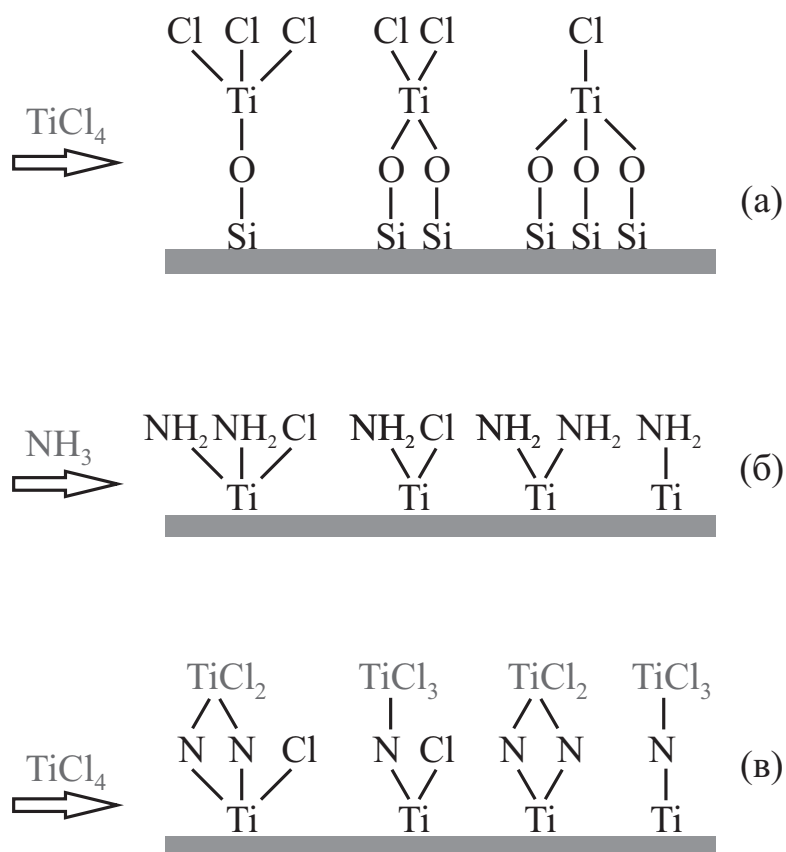


Рис. 22: Схематичное изображение этапов выращивания плёнок TiN.

концентрации атомов, была рассчитана плотность выращенных плёнок TiN. Она оказалась несколько меньше плотности объёмного TiN ( $\rho_0 = 5.43 \text{ г/см}^3$ ) и составляла от 3.91 до 4.42 г/см<sup>3</sup>. Такая плотность свидетельствует о большом количестве вакансий в плёнке. Вопрос о том, какое влияние оказывают вакансии и атомы хлора на электронный транспорт в плёнках TiN, остаётся открытым.

На рисунке 23 приведены изображения поперечных срезов трёх образцов (D15, D18 и D20) в высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе. На снимках хорошо различимы слои, из которых состоят образцы: снизу располагается кремниевая основа, на ней лежит слой SiO<sub>2</sub> толщиной 10 нм. На слое оксида кремния располагается плёнка нитрида титана. Отметим, что методика съёмки требует нанесения клея поверх плёнки TiN. При проведении транспортных измерений поверхность плёнки TiN была чистой. Видно, что плёнки сплошные, однородны по толщине и обладают чёткими границами.

Более подробно поверхность плёнок была исследована при помощи атомно-силового микроскопа. На рисунке 24 приведены полученные изображения топологии поверхности. Размер исследуемого поля составлял 900×900 нм. Высота неровностей показана градациями серого от черного к белому при увеличении высоты неровностей. Следует обратить внимание на сильное отличие в масштабах в плоскости плёнки и в перпендикулярном направлении. Результаты обработки снимков поверхности приведены в таблице 3. Для самой тонкой плёнки (4 нм) шероховатость составляет всего 1 Å. По мере увеличения толщины плёнок шероховатость увеличивается, достигая 4

Таблица 3: Условия выращивания плёнок TiN, их элементный состав и плотность, определённые методами RBS и ERDA. Данные о свойствах поверхности, полученные в атомно-силовом микроскопе (AFM) RA - шероховатость и RMS - среднеквадратичное отклонение.

образец #	$d$ нм	Количество циклов осаждения	Элементный состав			Плотность $\text{г/см}^3$	AFM	
			Ti	N	Cl		RA нм	RMS нм
D20	23	1000	1	1.06	0.036	4.30	0.392	0.506
D19	18	750	1	1.03	0.042	4.07	0.357	0.457
D18	12	500	1	1.01	0.037	3.94	0.264	0.354
D17	10	400	1	1.07	0.038	4.24	0.252	0.318
D16	7	300	1	1.02	0.04	4.42	0.193	0.243
D15	5	200	1	0.94	0.035	3.91	0.141	0.178
D14	4	150	–	–	–	–	0.126	0.158

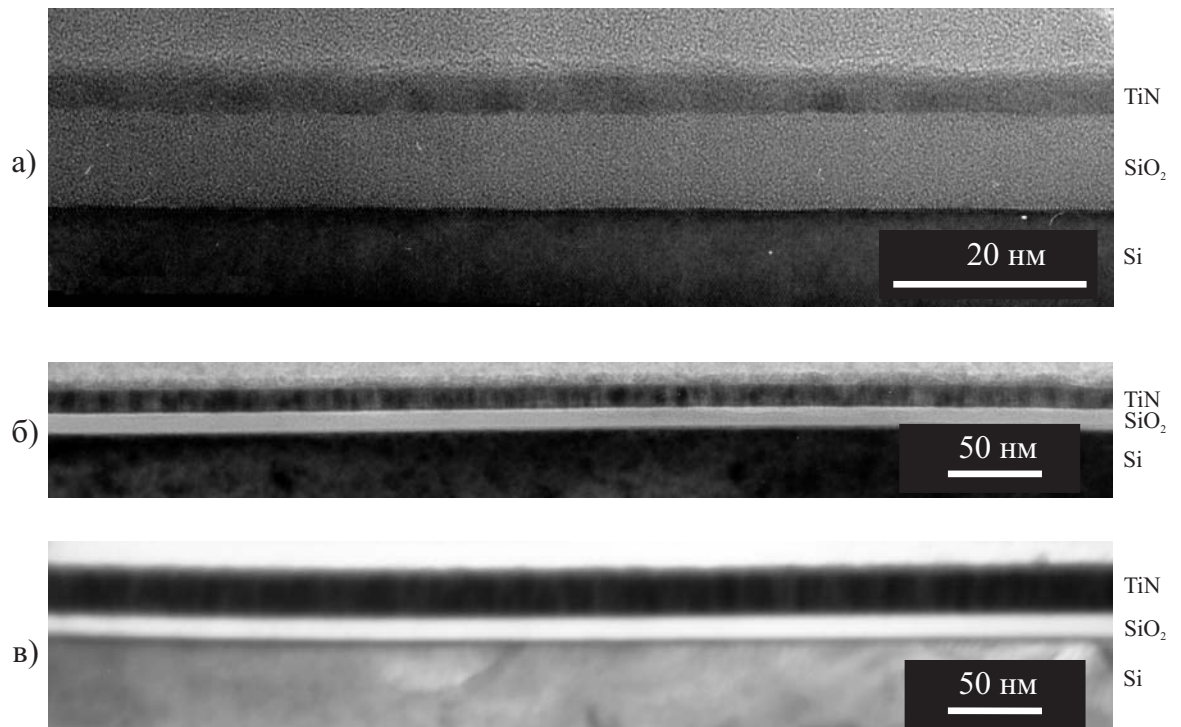


Рис. 23: Изображение в высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе поперечного среза плёнок TiN, выращенных при температурах 350 °C. (а) – D15, (б) – D18, (в) – D20.

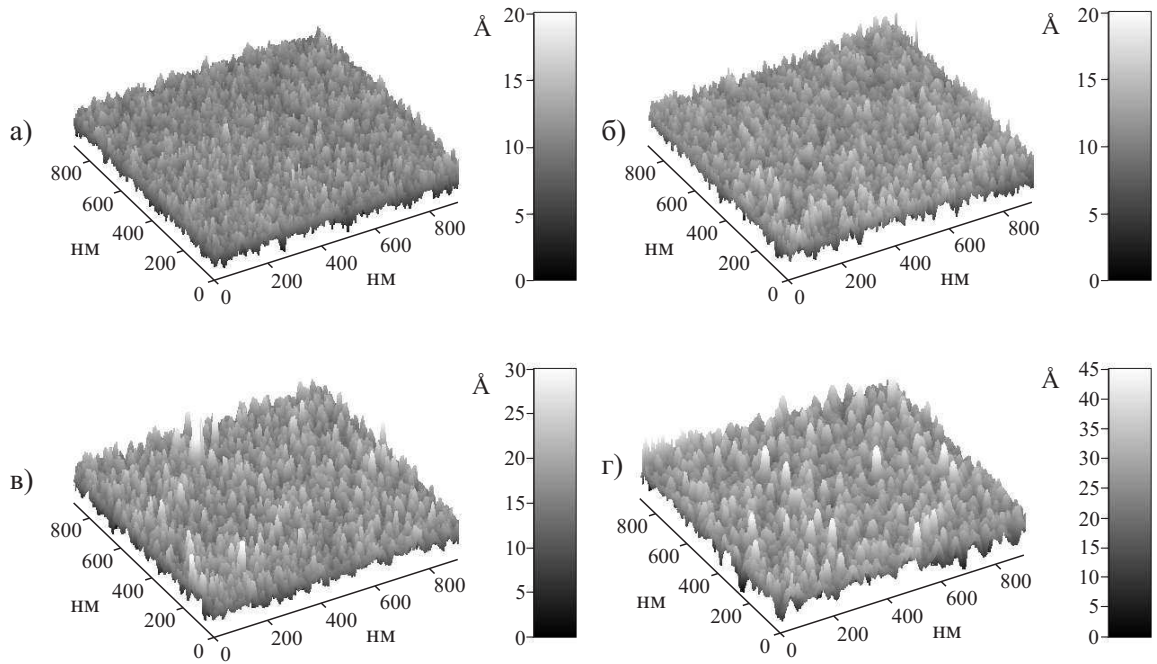


Рис. 24: Изображение участка поверхности  $900 \times 900$  нм плёнок TiN, полученное с помощью атомно-силового микроскопа. (а) — D15, (б) — D16, (в) — D18, (г) — D20. Следует обратить внимание на разницу в масштабах в плоскости XY и оси Z.



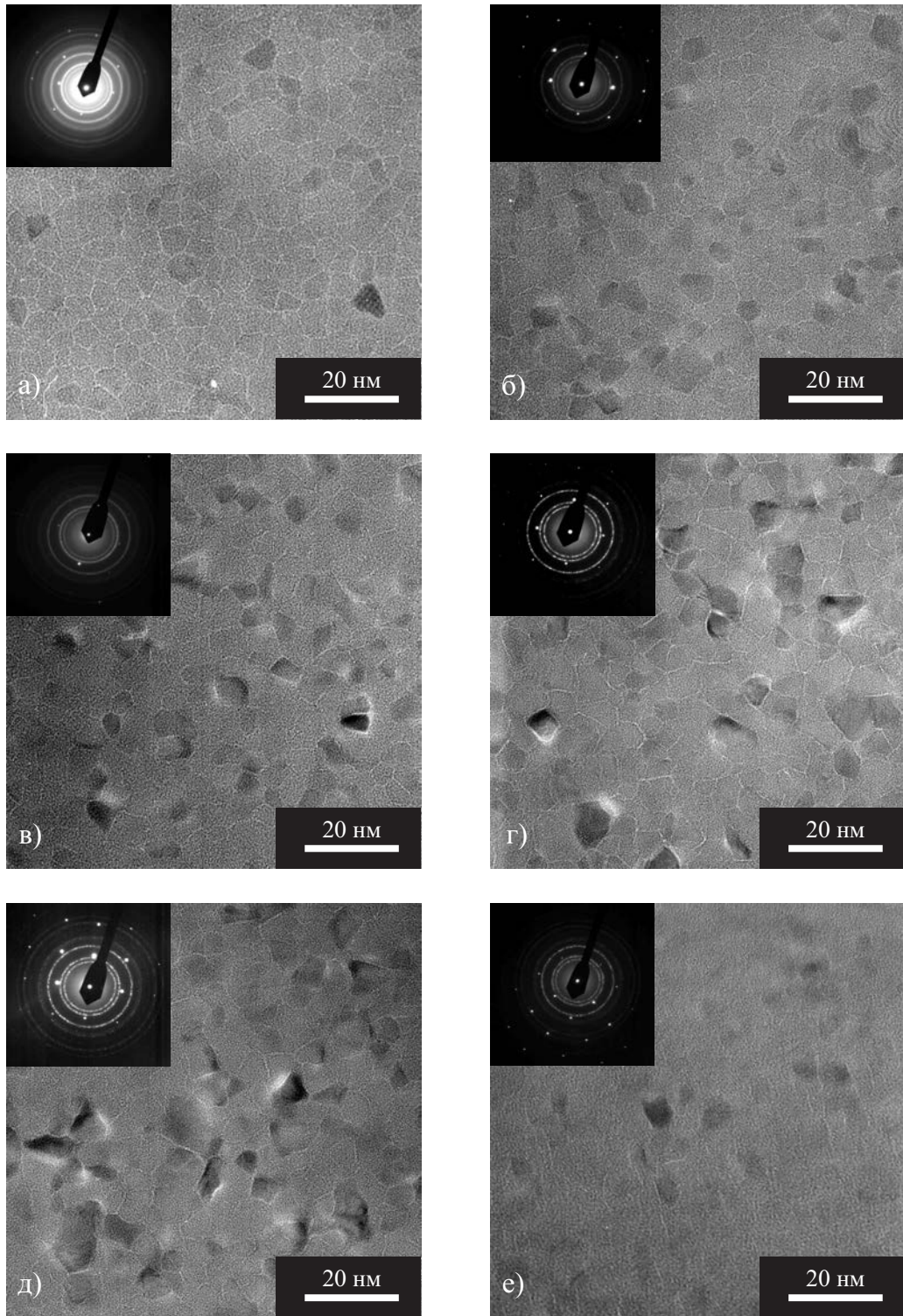


Рис. 25: Дифракционная картина и изображение плёнок TiN в просвечивающем электронном микроскопе. (а) — D15, (б) — D16, (в) — D17, (г) — D18, (д) — D19, (е) — D20.

Å для плёнки толщиной 23 нм. Таким образом, исследуемые в работе плёнки TiN, выращенные методом атомарно-слоевого осаждения, являются рекордно гладкими.

Далее был проведён анализ дифракционных картин и изображений, полученных в высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе (приведены на рисунке 25 для шести образцов). На дифракционных картинах хорошо различимы концентрические окружности, характерные для дифракции на кристаллитах в поликристаллической плёнке, и яркие точки, образующие периодическую решётку и соответствующие атомам кремния в подложке. Наблюдение концентрических окружностей в дифракционной картине позволяет утверждать, что исследуемые плёнки TiN являются поликристаллическими. Анализ изображений, полученных в высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе, подтверждает, что плёнки имеют поликристаллическую структуру с атомарными границами между кристаллитами. Размеры кристаллитов составляют 6-9 нм и не зависят от толщины плёнок. Таким образом, меньшая плотность исследуемых плёнок по сравнению с кристаллическим нитридом титана может быть связана с наличием поликристаллических границ.

Подведём краткий итог. В целом все исследуемые плёнки являются однородными по толщине, не имеют разрывов и проколов и обладают чёткой границей раздела TiN/SiO<sub>2</sub>. Хотя плёнки являются поликристаллическими, их шероховатость очень мала и не превышает межатомных расстояний. Таким образом, плёнки TiN, выращенные методом атомарно-слоевого осаждения из газовой фазы, являются великолепным объектом для исследования электронного транспорта.

### 3.1.2 Изготовление образцов для проведения транспортных измерений

Все измерения сопротивлений и вольтамперных характеристик проводились на образцах, изготовленных методом фотолитографии в виде холловских мостиков. Общий вид мезоструктур с указанием размеров представлен на рис. 26.

Ниже излагаются основные процедуры при проведении фотолитографии.

Для удаления загрязнения пластина с плёнкой TiN подвергается химической обработке. Затем, очищенная и сухая пластина покрывается жидким фоторезистом, после чего пластина высушивается. После высушивания фоторезиста на пластину накладывается фотошаблон, часть поверхности которого прозрачна, и производится экспонирование. После экспонирования области фоторезиста с разорванными связями растворяются. Затем производится задубливание фоторезиста. После формирования рисунка в фоторезисте незащищённые области плёнки TiN удаляются плазмохимическим травлением. При травлении плёнок TiN использовалась смесь газов: реактивный газ хладон-12 ( $\text{CCl}_2\text{F}_2$ ) с добавкой инертного газа (аргона) в соотношении 4 : 1. Добавка Ar стимулирует травление за счёт химически неактивной ионной бомбардировки.

После проведения плазмохимического травления производится удаление фоторезиста в диметилформамиде  $\text{C}_3\text{H}_7\text{ON}$ . Далее пластина промывается в дистиллированной воде и, затем, в кипящем спирте. Затем пластина высушивается в парах спирта. После фотолитографии, пластина разделяется на кусочки, содержащие по одной мезоструктуре, путём скрайбирования сапфировой иглой по линиям раздела и последующей ломки. После завершения

технологического процесса производился контроль литографии всех образцов в оптическом микроскопе.

Далее образцы размещались на различные диэлектрические подложки (рис. 27), в зависимости от используемого рефрижератора. На контактные площадки образцов и подложек наносился индий, и припаивались проволоки. При исследованиях в рефрижераторе растворения, расположенном в Институте физики полупроводников (Новосибирск), тепловой контакт образца с держателем обеспечивался медной фольгой, расположенной под образцом. Фольга припаивалась индием к боковым сторонам образцов и к держателю. При проведении экспериментов в рефрижераторах растворения, расположенных в Университете Регенсбурга и центре Дрезден-Розендорф, образец помещался непосредственно в смесь  $\text{He}^3/\text{He}^4$ .

Перед проведением низкотемпературных экспериментов, образцы тестировались при комнатной, азотной и гелиевой температурах. Топология образцов позволяла в одном эксперименте исследовать три участка плёнки, расположенные на рабочих областях между соседними парами контактов 2-3 (9-10), 3-4 (9-8) и 4-5 (7-8) (рис. 26). Расстояния между контактами 2-3 и 4-5 равны 100 мкм, между контактами 3-4 — 250 мкм, а ширина плёнки составляет 50 мкм.

### 3.1.3 Тестовые измерения сопротивления

После проведение литографии в 2003 году были проведены тестовые измерения сопротивления плёнок разных толщин, выращенных при  $T = 350^\circ\text{C}$  (D14 - D20), при комнатной (300 K), азотной (77 K) и гелиевой (4.2 K) температурах. Контрольные измерения при тех же температурах были проведены

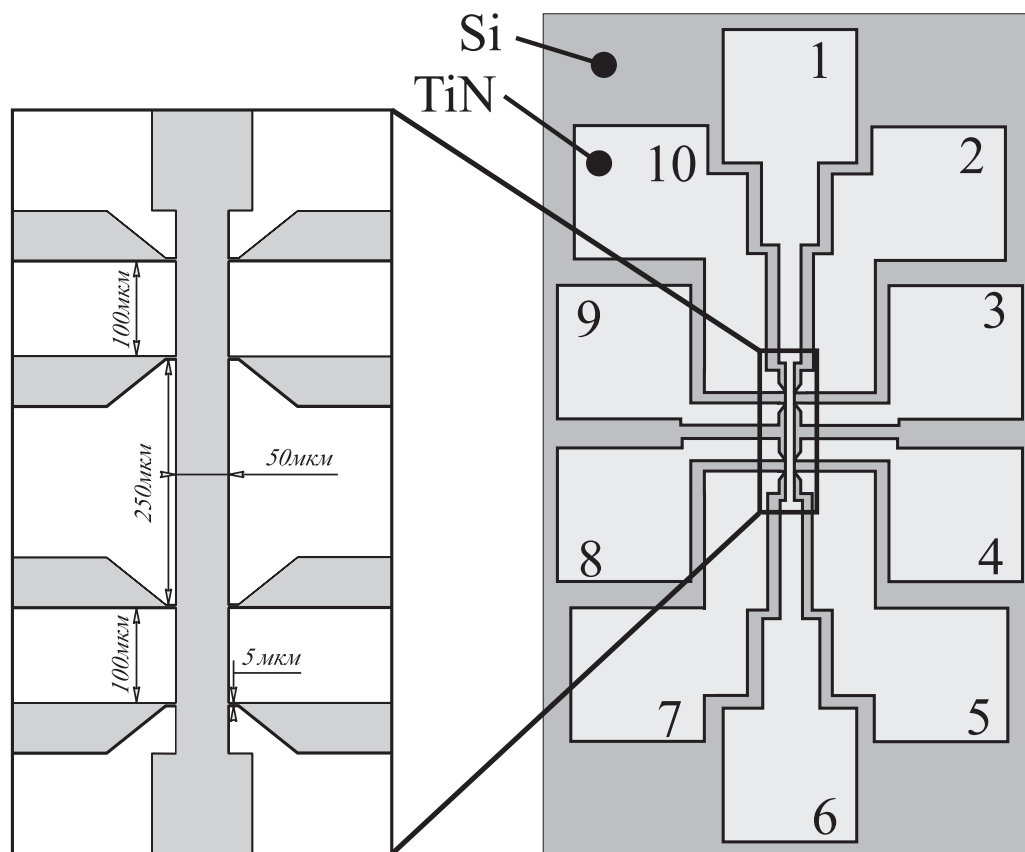


Рис. 26: Топология мезоструктур, изготовленных методом фотолитографии.

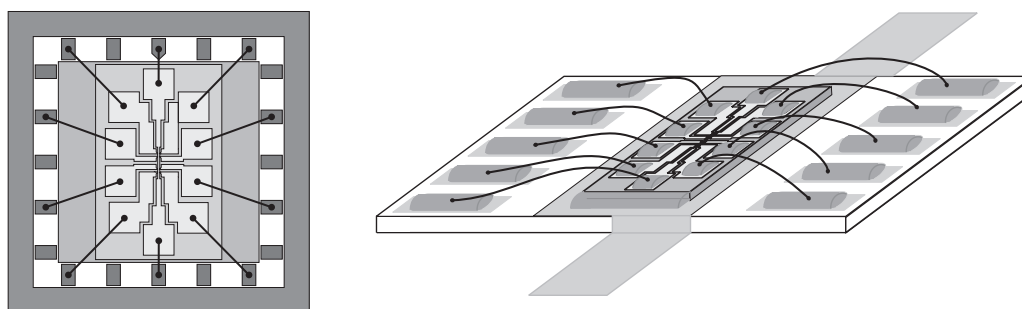


Рис. 27: Схема расположения образца на диэлектрической подложке для проведения низкотемпературных измерений. Слева: Подложки, используемые при проведении экспериментов в Германии. Справа: Подложки, используемые при проведении экспериментов в ИФП СО РАН (Россия)

в 2008 г. (см. таблицу 4). Оказалось, что плёнки TiN со временем деградируют (увеличивается сопротивление плёнок), причём деградация тем сильнее, чем меньше толщина плёнки. По-видимому, деградация связана с проникновением кислорода в плёнку TiN.

Таблица 4: Таблица тестовых измерений -  $R_{\square}$  - сопротивление на квадрат при температурах 300, 77 и 4.2 К. (1) - измерения, выполненные в 2003 г. (2) - измерения, выполненные в 2008 г.

образец #	$d$ нм	300 К		77 К		4.2 К	
		$R_{\square}(1)$ $\Omega$	$R_{\square}(2)$ $\Omega$	$R_{\square}(1)$ $\Omega$	$R_{\square}(2)$ $\Omega$	$R_{\square}(1)$ $\Omega$	$R_{\square}(2)$ $\Omega$
D20	23	169.8	171.92	171.1	173.06	172.2	174.12
D19	18	238.6	228.24	242.2	237.09	244.8	240.08
D18	12	370.7	385.17	376.7	393.22	381.3	399.43
D17	10	498.8	501.67	517.3	520.56	526.4	527.22
D16	7	761	793.61	794.8	827.78	827.7	865.56
D15	5	1780	3096.67	2813	3688.06	3638	5326.67
D14	4	16400	25888.89	18200	47316.67	80400	$8.3 \cdot 10^6$

На рисунке 28а показаны удельные сопротивления  $\rho = R_{\square} \cdot d$  плёнок в зависимости от толщины. Удельное сопротивление всех плёнок увеличивается при уменьшении толщины, что согласуется с предыдущими исследованиями плёнок TiN. При этом удельное сопротивление вплоть до толщины 7 нм почти не зависит от толщины плёнок, тогда как при дальнейшем уменьшении толщины наблюдается резкий рост удельного сопротивления.

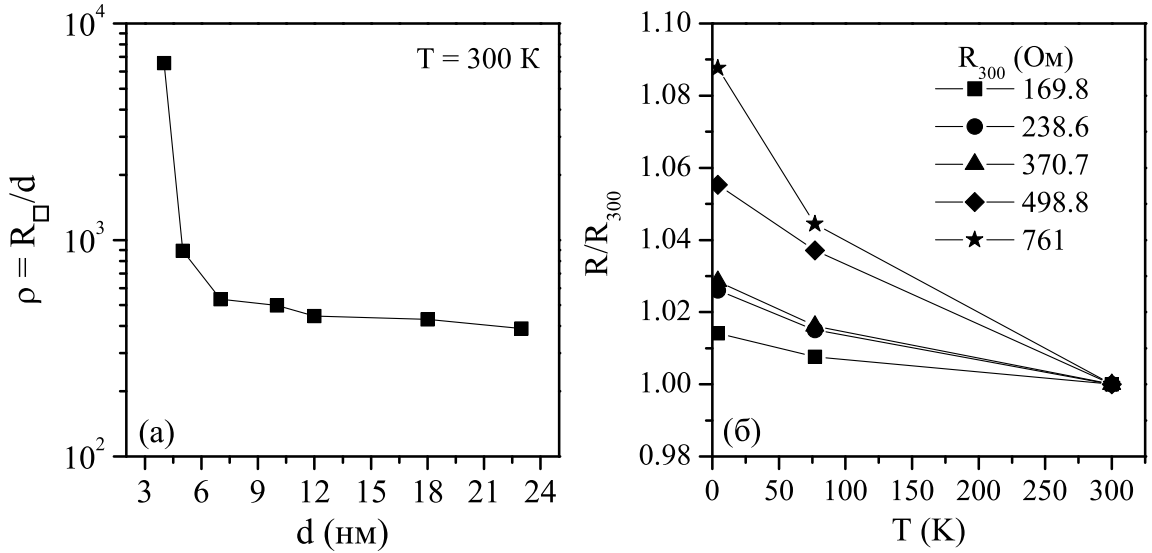


Рис. 28: (а) — Удельные сопротивления  $\rho$  плёнок TiN при  $T = 300$  К. (б) Температурная зависимость сопротивления плёнок TiN, нормированного на сопротивление  $R_{300}$  при 300 К.

На рисунке 28б приведены температурные зависимости сопротивления плёнок TiN, нормированные на сопротивление при комнатной температуре  $R_{300}$ . Сопротивление всех плёнок увеличивается при уменьшении температуры вплоть до 4.2 К. При охлаждении плёнок ниже 4.2 К образцы *D15* – *D20* переходят в сверхпроводящее состояние, тогда как сопротивление образца *D14* продолжает рост вплоть до неизмеримо больших величин. Плёнки с сопротивлением промежуточным между образцами *D14* и *D15* мы получали путём плазмохимического травления плёнки *D15*.

При этом исследования с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии не выявили различий между образцом *D15* и полученными более высокоомными образцами, представленными в данной работе

## 3.2 Методика измерений

Эксперименты заключались в измерении сопротивления образцов в зависимости от температуры и магнитного поля, а также снятии вольтамперных характеристик при различных температурах и магнитных полях.

Низкотемпературные транспортные измерения выполнялись в рефрижераторе с откачкой паров  $\text{He}^3$  и в четырёх рефрижераторах растворения  $\text{He}^3/\text{He}^4$  производства корпораций Oxford Instruments и Air Liquide и в трёх городах мира (Новосибирск, Регенсбург и Дрезден). Все рефрижераторы были оборудованы сверхпроводящими соленоидами для получения магнитного поля. Рефрижератор растворения (ИФП СО РАН, Новосибирск) позволял проводить исследования в температурном диапазоне  $T = 0.1 - 10$  К и в магнитных полях до 10 Тл. В остальных рефрижераторах растворения (Регенсбург, Дрезден) исследования проводились в температурном диапазоне  $T = 0.02 - 1$  К и в магнитных полях до 16 Тл. Рефрижератор с откачкой паров  $\text{He}^3$  проводил исследования в температурном диапазоне  $T = 0.3 - 300$  К и в магнитных полях до 6 Тл.

Температура при измерениях без магнитного поля определялась по калиброванному термосопротивлению, расположенному в непосредственной близости от образца. При измерениях в магнитном поле температура определялась по калиброванному термосопротивлению расположенному вне магнитного поля. Все криостаты были оборудованы системами термостабилизации.

Магнитное поле определялось по показаниям источника тока Oxford Instruments PS120-10.

Измерения образцов проводились по двух зондовой и по четырёх зондовой схемам в зависимости от сопротивления образца. Четырёх зондовая схема



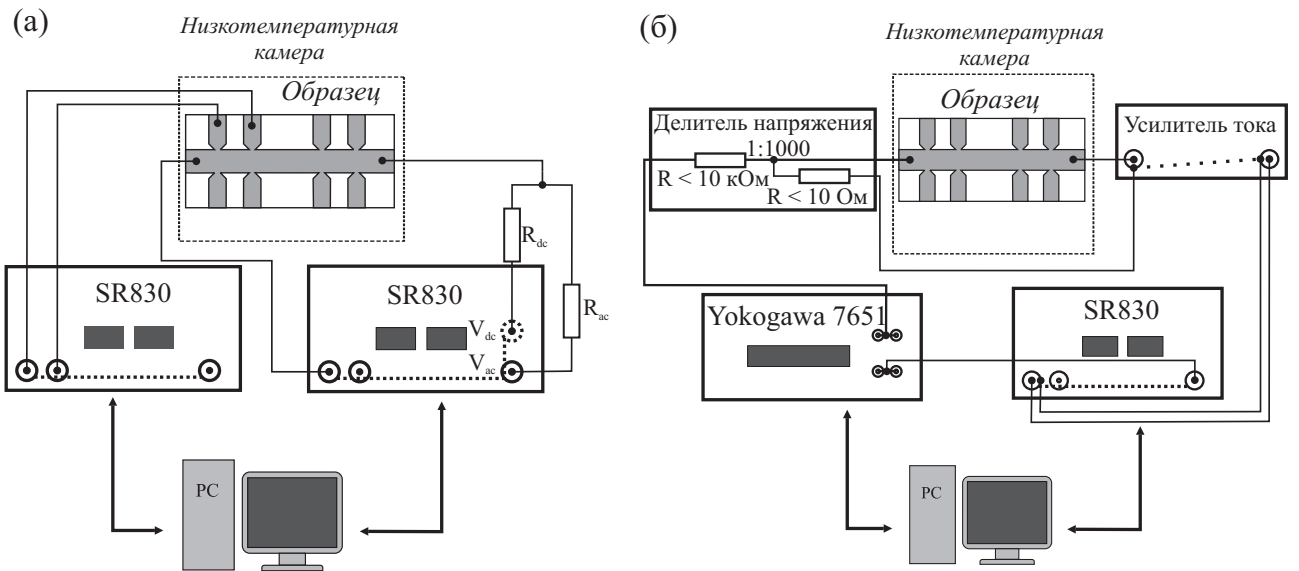


Рис. 29: Измерительная схема для измерения сопротивления и вольтамперных характеристик. (а) — низкоомных образцов. (б) — высокоомных образцов использовалась в случае, если сопротивление образца было много меньше входного сопротивления вольтметра, в случае же сравнимых сопротивлений образца и входного сопротивления прибора использовалась двух зондовая схема измерения.

### Схема измерения низкоомных образцов $R < 10^6$ Ом

Схема, используемая для измерения сопротивления и вольтамперных характеристик низкоомных образцов, приведена на рисунке 29а. Через образец пропускаться переменный ток низкой частоты ( $\sim 1 - 11$  Гц) помощью синхронного фазового детектора SR830. От внутреннего генератора SR830 через нагрузочное сопротивление  $R_a$ , много большее полного сопротивления образца с контактами и подводными проводами, питание поступало на образец. Проходящий через образец переменный ток измерялся с помощью синхронного фазового детектора. Одновременно с этим, при помощи второго детектора измерялось падение напряжения на исследуемом участке образца. Для изме-

рения зависимости дифференциального сопротивления от тока через образец пропускался дополнительный постоянный ток, величина которого определялась сопротивлением нагрузки  $R_{dc}$  и выходным напряжением источника напряжения, в качестве которого использовался один из выходов детектора.

### **Схема измерения высокоомных образцов $R > 10^6$ Ом**

Для измерения сопротивления высокоомных образцов ( $R > 10^6$  Ом) использовалась двух зондовая схема, приведённая на рисунке 29б. На образец одновременно подавалось переменное напряжение с выхода синхронного фазового детектора и постоянное напряжение с источника напряжения Yokogawa 7651. Протекающий через образец переменный ток подавался на вход усилителя тока с коэффициентом усиления  $10^{-7} \div 10^{-9}$  А/В. Напряжение с выхода усилителя тока измерялось синхронным фазовым детектором. Таким образом, при нулевом смещении ( $V_{dc} = 0$ ) измерялась проводимость, а изменение  $V_{dc}$  позволяло получить зависимость дифференциальной проводимости от напряжения смещения. Для уменьшения питающего переменного напряжения использовался делитель напряжения. Величина переменного напряжения составляла  $10 \div 50$  мкВ.

## 4 Переход сверхпроводник-изолятор в нулевом магнитном поле

В настоящей главе представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей сопротивления в нулевом магнитном поле  $R(T, B = 0)$ . На рисунке 30 представлена эволюция температурных зависимостей сопротивления образцов «на квадрат» в нулевом магнитном поле при изменении степени беспорядка (для двумерных плёнок степень беспорядка определяется сопротивлением «на квадрат» в нормальном состоянии). Образцам S4, S5 и S6 соответствуют плёнки с номерами D15, D16 и D19 соответственно. Остальные образцы были получены с помощью плазмохимического травления плёнки D15. Образцы S1-S6 являются сверхпроводящими, а образцы I1-I4 — диэлектрическими. По мере увеличения сопротивления критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние у образцов S1-S6 уменьшается. Переход в сверхпроводящее состояние сильно затянут по температуре, что не позволяет однозначно определить температуру сверхпроводящего перехода. Пока мы под температурой перехода в сверхпроводящее состояние  $T_s$  будем понимать температуру, при которой сопротивление плёнки становится неизмеримо малым  $R \ll 1$  Ом. При некотором критическом беспорядке ( $R_{sq}(300K) \simeq 4.5$  кОм) основное состояние образцов при нулевой температуре меняется со сверхпроводящего на диэлектрическое (I1-I4). Причём сопротивление последней сверхпроводящей плёнки S1 при 300 К отличается от сопротивления первой диэлектрической плёнки I1 менее чем на 5%. Это позволяет нам утверждать о наблюдении прямого перехода сверхпроводник-диэлектрик.

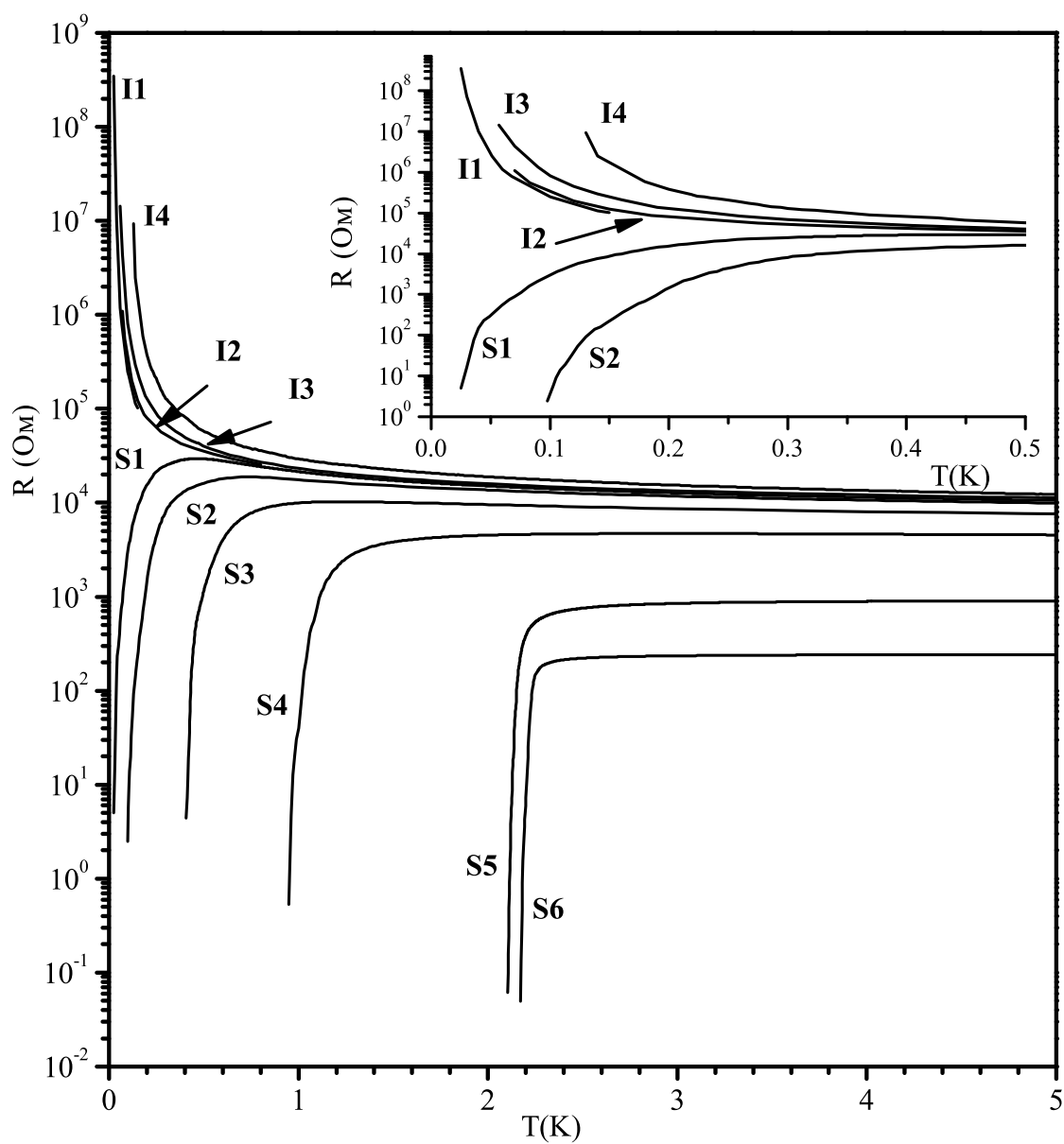


Рис. 30: Температурные зависимости сопротивления в логарифмическом масштабе в нулевом магнитном поле для плёнок с различной степенью беспорядка.

Рассмотрим поведение сопротивления плёнок более подробно. На рисунке 31а приведены зависимости сопротивления плёнок от логарифма температуры. Сначала рассмотрим поведение сопротивления сверхпроводящих образцов. При понижении температуры от комнатной сопротивление плёнок монотонно увеличивается, затем после достижения некоей критической температуры сопротивление быстро уменьшается, и плёнка переходит в сверхпроводящее состояние. Отметим, что сопротивление последней сверхпроводящей плёнки S1 в максимуме достигает 30 кОм, что превышает даже квант сопротивления  $h/e^2 = 25.6$  кОм. Для анализа температурной зависимости сопротивления при высоких температурах ( $T > 10$  К) была построена зависимость проводимости  $G = 1/R$  от логарифма температуры, представленная на рисунке 31б. Видно, что в широком диапазоне температур ( $10 \div 300$  К) проводимость пропорциональна логарифму температуры  $G \propto \log(T)$ . Это указывает на то, что рост сопротивления плёнок при уменьшении температуры от комнатной обусловлен квантовыми поправками к проводимости, а именно слабой локализацией 1) и электрон-электронным взаимодействием в диффузионном канале (6).

При температурах  $T < 10$  К зависимости проводимости исследуемых плёнок перестают следовать логарифму температуры, что свидетельствует об усилении влияния поправок от взаимодействия в куперовском канале, которые мы подробнее рассмотрим в следующих разделах. Здесь лишь отметим, что описание поведения температурных зависимостей сопротивления в рамках теории квантовых поправок к проводимости можно проводить пока изменение сопротивления меньше сопротивления в «нормальном» состоянии, под которым мы будем понимать сопротивление при комнатной температуре, то

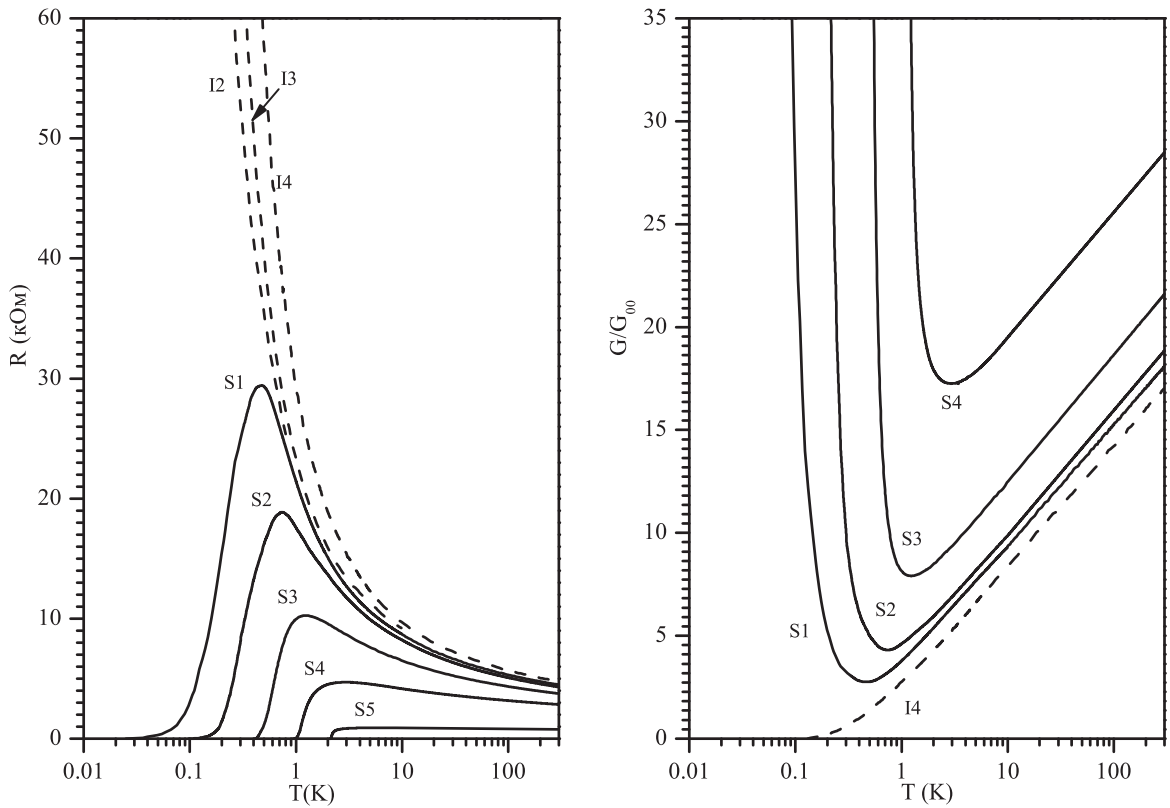


Рис. 31: Зависимости сопротивления (а) и приведённой проводимости ( $G_{00} = 2\pi^2\hbar/e^2$ ) (б) в нулевом магнитном поле для плёнок с различной степенью беспорядка от логарифма температуры. Сплошной линией показаны сверхпроводящие образцы, штриховой - диэлектрические. При увеличении сопротивления при комнатной температуре критическая температура сверхпроводящего перехода уменьшается. При некотором критическом значении  $R_{SI}$  основное состояние образцов меняется со сверхпроводящего на диэлектрическое. При высоких температурах проводимость пропорциональна логарифму температуры для всех образцов.

есть  $(R_{max}^T - R_{300})/R_{300} < 1$ . В таблице 5 приведены значения  $(R_{max}^T - R_{300})/R_{300}$ . Видно что, изменение сопротивления для образцов S1-S3 больше  $R_{300}$ , тогда как для образцов S4-S6  $(R_{max}^T - R_{300}) < R_{300}$ . То есть, температурные зависимости сопротивления образцов S4-S6 можно описывать в рамках теории квантовых поправок к проводимости.

Таблица 5: Значения  $(R_{max}^T - R_{300})/R_{300}$  для сверхпроводящих образцов.

#	S1	S2	S3	S4	S5	S6
$(R_{max}^T - R_{300})/R_{300}$	5.56	3.39	1.73	0.82	0.15	0.02

Гигантский рост сопротивления образцов S1-S3 при низких температурах нельзя описывать в рамках теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных систем. Однако этот рост сопротивления высокоомных сверхпроводящих образцов можно качественно объяснить следующим образом. При температурах больших температуры перехода в сверхпроводящее состояние начинается образование куперовских пар с одновременной их локализацией, что приводит к уменьшению числа носителей заряда, а значит к увеличению сопротивления. При этом сохраняется возможность возникновения глобальной фазовой когерентности, что и приводит в итоге к переходу в сверхпроводящее состояние. Такой подход кажется нам вполне справедливым и, более того, при некоторой смелости позволяет предположить, что в диэлектрических плёнках, находящихся вблизи квантового фазового перехода сверхпроводник-изолятор по беспорядку, существуют локализованные куперовские пары. И действительно, изменение сопротивления с температурой последних сверхпроводящих и первых диэлектрических образцов очень

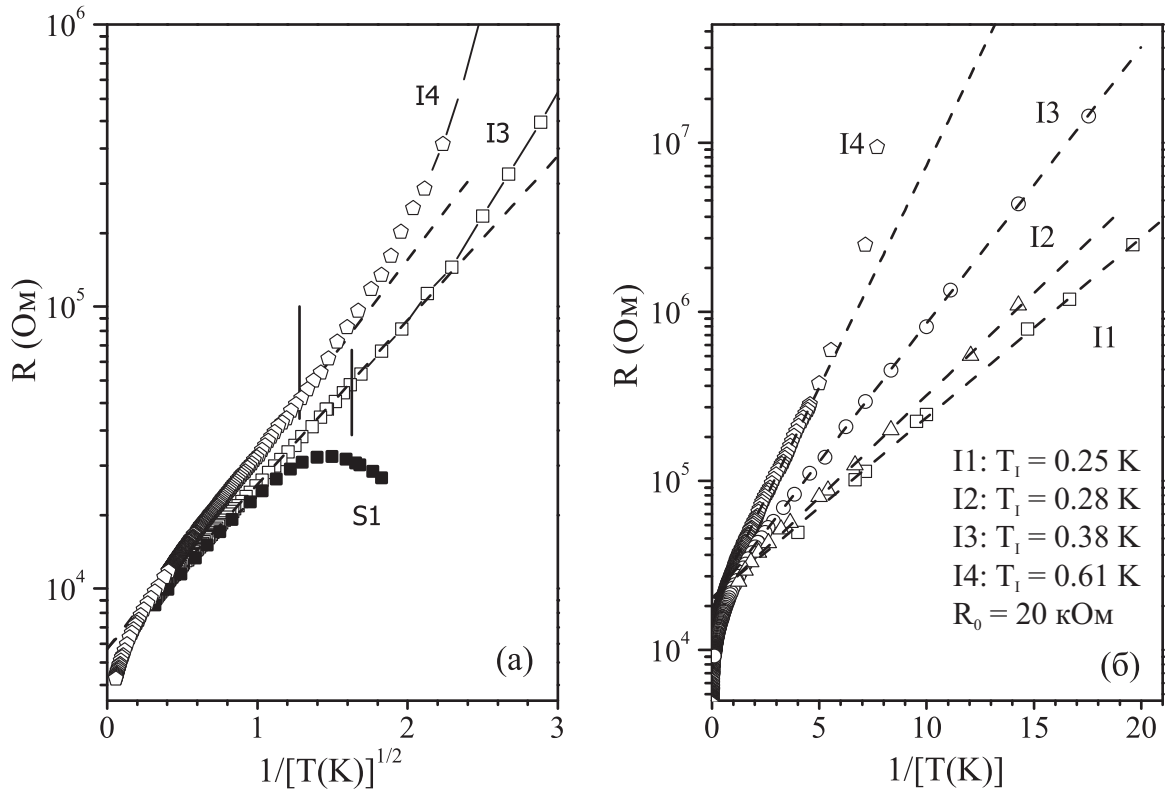


Рис. 32: Температурные зависимости сопротивления плёнок TiN.

похоже: на рисунке 32а представлены зависимости сопротивления от квадратного корня из обратной температуры в логарифмическом масштабе для одного сверхпроводящего S1 и двух диэлектрических образцов I3, I4. Видно, что при температурах  $T > 1$  К сопротивление всех образцов неплохо описывается зависимостью Эфроса-Шкловского для прыжковой проводимости в двумерных плёнках  $R_{\square} \propto \exp[(T_1/T)^{1/2}]$ . Это указывает на сходный механизм переноса заряда: и в сверхпроводящих и в диэлектрических плёнках возникают сверхпроводящие островки, между которыми возможен прыжковый транспорт. При дальнейшем понижении температуры сопротивление образца S1 начинает уменьшаться, что свидетельствует о начале установления когерентности и далее образец S1 переходит в сверхпроводящее состояние. Сопротивление же образцов I1, I2, I3 и I4 отклоняется вверх, переходя на ак-



тивационную зависимость  $R = R_0 \exp(T_I/T)$  (см. рис. 32б). Следует отметить, что при увеличении степени беспорядка энергия активации  $k_B T_I$  увеличивается, тогда как величина  $R_0 \approx 20$  кОм и не зависит от беспорядка. Более того, увеличение сопротивления  $R_{300}$  на 3.7%, от 4.6 кОм (I1) до 4.77 кОм (I4), приводит к увеличению  $T_I$  в 2.44 раза, от 0.25 К до 0.61 К.

При понижении температуры ниже 200 мК сопротивление образца I4 отклоняется вверх от активационной зависимости, то есть температурная зависимость сопротивления оказывается сильнее, чем активационная. Подобное поведение наблюдалось японскими учёными на двумерных джозефсоновских решётках [74, 75] и связывалось с зарядовым переходом БКТ.

Подведём краткий итог обсуждению. В результате исследования температурных зависимостей сопротивления плёнок нитрида титана установлено, что в TiN при изменении степени беспорядка происходит прямой переход сверхпроводник-изолятор, минуя металлическое состояние. Установлено наличие перехода от активационной к гиперактивационной температурной зависимости сопротивления плёнок TiN, находящихся на диэлектрической стороне перехода, указывающее на переход изолятор-сверхизолятор.

## 5 Исходно сверхпроводящие плёнки нитрида титана в магнитном поле

В данной главе представлены результаты экспериментальных исследований квантового транспорта плёнок, находящихся на сверхпроводящей стороне квантового фазового перехода сверхпроводник-диэлектрик по беспорядку. Проведён анализ экспериментальных данных в рамках теории квантовых поправок к проводимости.

### 5.1 Квантовый транспорт при $T > T_c$

В этом разделе мы сосредоточимся на магнитополевых зависимостях сопротивления вблизи и вдали от сверхпроводящего перехода при температурах выше критической.

На рисунке 33 приведены магнитополевые зависимости для трёх плёнок различной толщины при температурах  $T > T_c$ . При помещении образцов в магнитное поле, перпендикулярное плоскости плёнок, в слабых магнитных полях наблюдается положительное магнитосопротивление (ПМС,  $dR/dB > 0$ ), при увеличении магнитного поля ПМС сопротивление образца S6 выходит на насыщение, а у образцов S5 и S6 сопротивление достигает максимума и начинает уменьшаться. С точки зрения теории квантовых поправок, такое поведение магнитополевых зависимостей свидетельствует о том, что время релаксации спина за счёт спин-орбитального взаимодействия сравнимо с временем сбоя фазы  $\tau_{so} \leq \tau_\varphi$ . Значения параметров теории квантовых поправок к проводимости определяются путём сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей изменения проводимости во внешнем

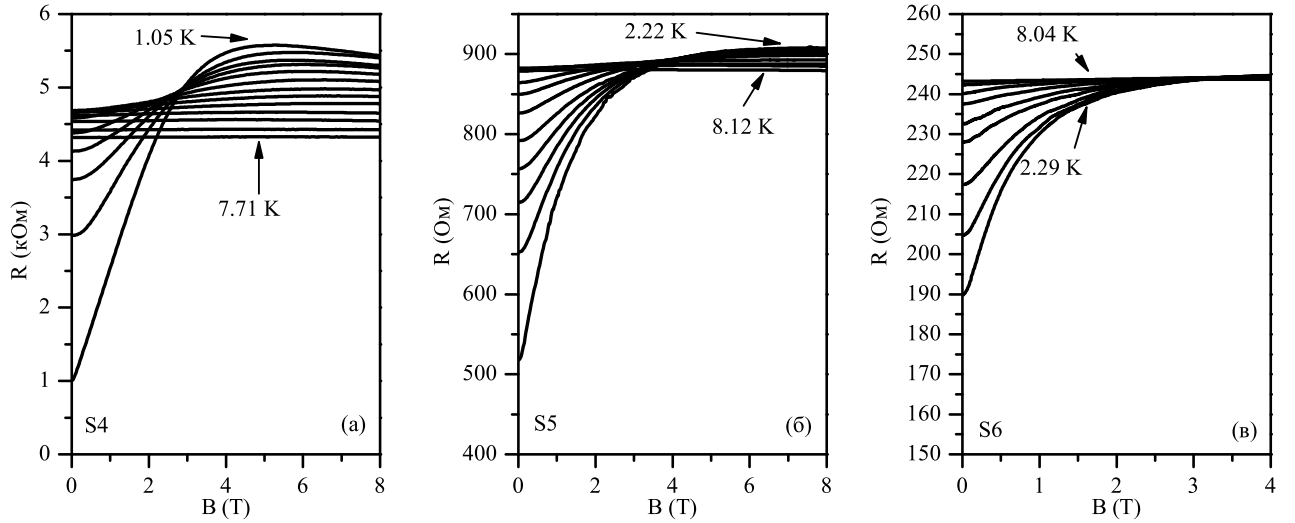


Рис. 33: Магнитопольевые зависимости для трёх образцов. (а) 5 нм плёнка (S4) при  $T = 1.05, 1.3, 1.56, 1.63, 1.83, 2.14, 2.24, 2.58, 2.96, 3.51, 4.69, 5.42, 6.69, 7.71$  К. (б) 7 нм плёнка (S5) при  $T = 2.22, 2.32, 2.42, 2.52, 2.7, 2.98, 3.34, 3.74, 4.89, 6.09, 6.59, 8.12$  К. (в) 18 нм плёнка (S6) при  $T = 2.29, 2.34, 2.44, 2.64, 2.84, 3.24, 3.84, 5.04, 8.04$  К.

магнитном поле  $\Delta G(B)$ .

На рисунке 34 приведены результаты обработки экспериментальных зависимостей магнитосопротивления трёх плёнок толщиной 5, 7 и 18 нм соответственно.

$$\Delta G(B)/G_{00} = (2\pi^2\hbar/e^2)[1/R(B) - 1/R(0)].$$

Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, рассчитанные в рамках теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных металлов при  $T > T_c$ . При расчётах учитывался вклад от слабой локализации и взаимодействия в куперовском и диффузионном каналах.

Сопоставление экспериментальных зависимостей с теоретическими осуществлялось с помощью программы MatLab7.1. Результатом этой процедуры являются температурные зависимости параметра  $\beta(T)$ , времени сбоя фа-

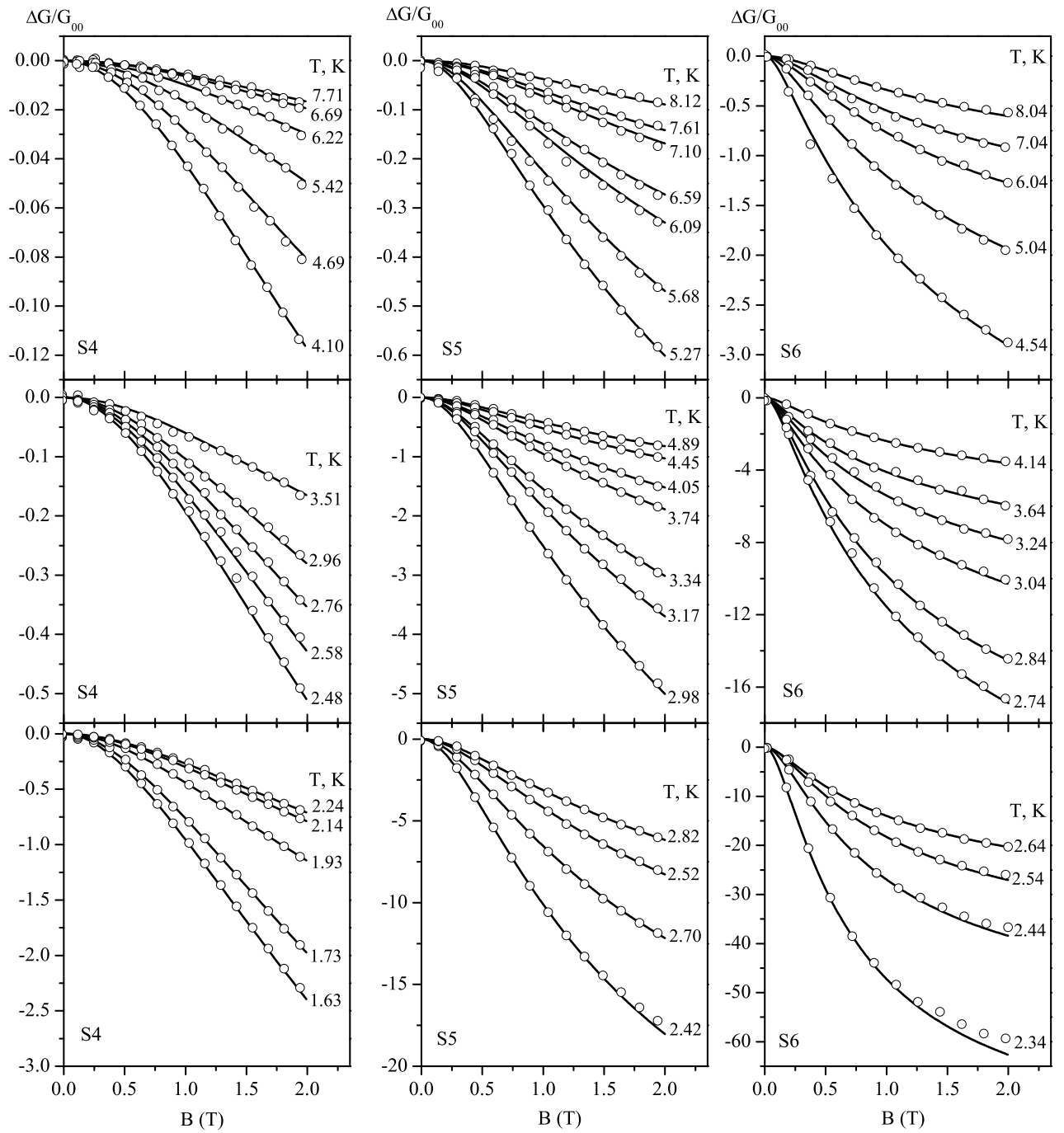


Рис. 34: Изменение проводимости ( $\Delta G$  в единицах  $e^2/(2\pi^2\hbar)$ ) плёнок TiN толщиной 5 нм (S4), 7 нм (S5) и 18 нм (S6) в магнитном поле при различных температурах и сравнение с теоретическими зависимостями. Символы — экспериментальные данные. Сплошные линии — теоретические зависимости, рассчитанные в рамках теории квантовых поправок к проводимости.

зы  $\tau_\varphi(T)$  и времени спин-орбитального рассеяния  $\tau_{so}$ . Параметры  $\tau_{so}$ ,  $\beta(T)$  и  $\tau_\varphi(T)$  (только эти параметры были свободными при подгонке) определялись методом наименьших квадратов, исходя из условия наилучшей аппроксимации экспериментальной кривой формулой, учитывающей все поправки к проводимости, в области слабых магнитных полей. При этом мы считали, что параметр  $\tau_{so}$  не зависит от температуры и равен  $6.9 \cdot 10^{-12}$  с,  $6.7 \cdot 10^{-12}$  с и  $10.5 \cdot 10^{-12}$  с для образцов S4, S5 и S6 соответственно. Величина коэффициента диффузии электронов, как будет показано в следующем параграфе, составляла  $0.283$  см<sup>2</sup>/с для образца S4,  $0.38$  см<sup>2</sup>/с для образца S5,  $0.45$  см<sup>2</sup>/с для образца S6.

Из рисунка 34 видно, что теоретические зависимости хорошо описывают экспериментальные данные в магнитных полях до 4 Тл.

На рисунке 35 представлены температурные зависимости длины сбоя фазы  $l_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$ , определённые из сопоставления эксперимента с теоретическими зависимостями. Во всём температурном диапазоне  $l_\varphi > d$  для всех исследуемых плёнок.

Знание температурной зависимости времени сбоя фазы позволяет определить температурную зависимость параметра распаривания Маки-Томпсона (14). Как видно из рис. 36, параметр распаривания зависит от температуры для всех исследованных плёнок. Более того, при приближении температуры к  $T_c$  он резко возрастает. Возрастание параметра распаривания по мере приближения к критической температуре явно указывает на наличие дополнительного механизма сбоя фазы за счёт рассеяния на сверхпроводящих флуктуациях. До настоящего момента аналогичный эффект наблюдался только на плёнках алюминия [76, 77].

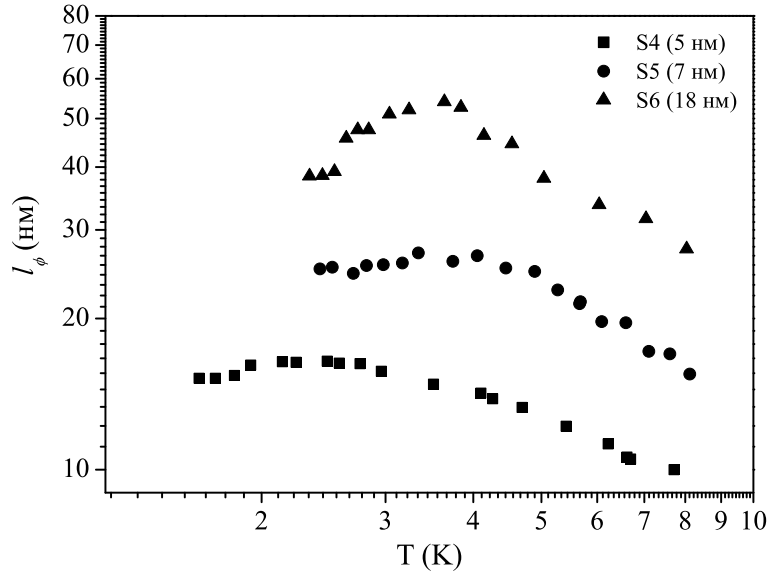


Рис. 35: Температурные зависимости длины сбоя фазы. Символами обозначены данные, полученные из сопоставления экспериментальных зависимостей магнитосопротивления для образцов S4 (толщина  $d = 5$  нм) (а), S5 ( $d = 7$  нм) (б) и S5 ( $d = 18$ ) нм (в) с теоретическими зависимостями, рассчитанными в рамках теории квантовых поправок к проводимости.

Сопоставление экспериментальных зависимостей магнитосопротивления с теоретическими позволило найти температурную зависимость параметра  $\beta$ , который определяет относительный вклад поправки Маки-Томпсона. Важность этого параметра заключается в том, что именно он отражает специфику проявления квантовых эффектов в сверхпроводниках, при температурах выше критической. По мере приближения  $T$  к  $T_c$  эффективное электрон-электронное взаимодействие резко возрастает, что эквивалентно увеличению модуля константы электрон-электронного взаимодействия. При этом наблюдаются существенно иные, чем для нормальных металлов, соотношения между величинами вкладов различных квантовых эффектов. Изучение магнитосопротивления в широких интервалах магнитного поля и темпера-

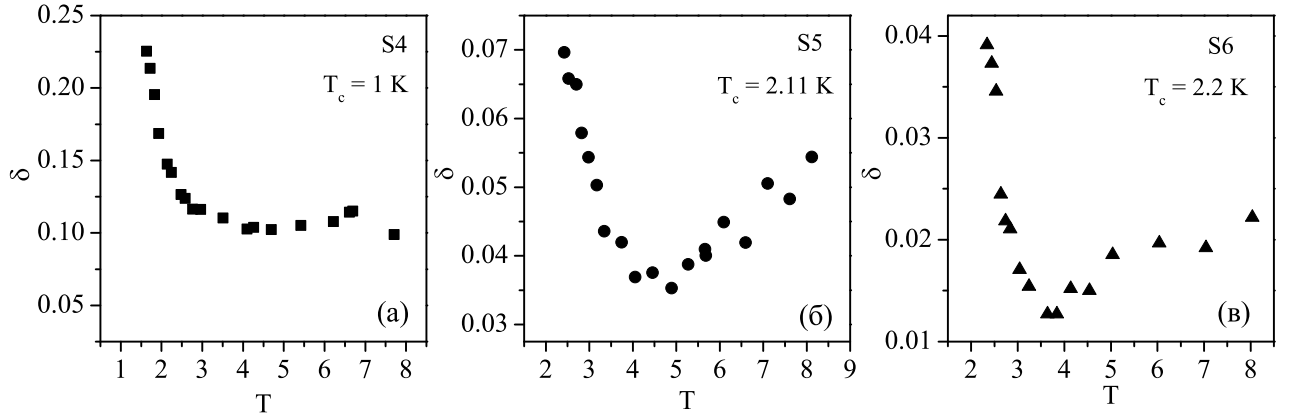


Рис. 36: Параметр распаривания Маки-Томпсона. Символы соответствуют величинам, вычисленным по формуле (14) с использованием экспериментальных значений  $\tau_\varphi$  для образцов S4 (а), S5 (б) и S6 (в)

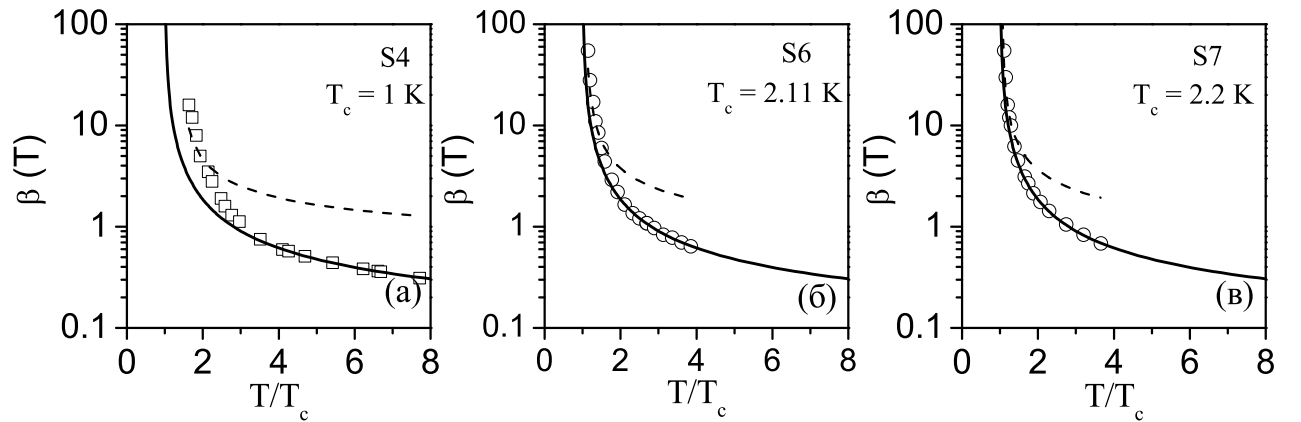


Рис. 37: Зависимость  $\beta(T)$  в двойном логарифмическом масштабе. Символами обозначены данные, полученные из сопоставления экспериментальных зависимостей магнитосопротивления для образцов S4 (а), S5 (б) и S6 (в) с расчётными зависимостями. Теоретические зависимости, соответствующие  $\beta(T)$  Ларкина [17], показаны сплошной линией. Теоретические зависимости, соответствующие  $\beta(T)$  Абрахамса [16], показаны штриховыми линиями.

туры позволяет однозначно разделить вклады различных квантовых эффектов и выявить особенности, связанные с усилением эффективного электрон-электронного взаимодействия по мере приближения  $T$  к  $T_c$ .

На рисунке 37 показаны температурные зависимости параметра  $\beta$  для плёнок TiN толщиной 5, 7 и 18 нм, полученные из сопоставления экспериментальных зависимостей магнитосопротивления с теоретическими. Сплошными линиями представлены теоретические зависимости, соответствующие  $\beta(T)$  Ларкина [17]. Штриховыми линиями показан расчёт по формуле (15), которая справедлива только при  $\ln(T/T_c) \ll 1$ . При расчёте мы подставляли значения  $\delta$ , полученные из формулы (14). Видно, что при  $T \rightarrow T_c$  значения  $\beta(T)$ , соответствующие (15) больше, чем даваемые теорией Ларкина [17]. Экспериментальные зависимости  $\beta(T)$  для плёнок обеих толщин находятся в хорошем согласии с теоретическими, и в области низких температур  $T \rightarrow T_c$  лучше описываются теорией [16], учитывающей зависимость  $\beta$  от времени сбоя фазы волновой функции электронов через параметр распаривания.

После определения транспортных параметров из магнитолевых зависимостей сопротивления можно описать температурные зависимости сопротивления плёнок в рамках теории квантовых поправок к проводимости. На рисунке 38 приведены температурные зависимости сопротивления трёх низкоомных плёнок в сравнении с зависимостями, полученными в рамках теории квантовых поправок к проводимости. При построении теоретических зависимостей учитывались поправки от взаимодействия в куперовском и диффузионном каналах и вклад слабой локализации. Из сравнения экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями получены следующие значения критических температур: для образца S4 -  $T_c = 1$  К, для образца S5 -



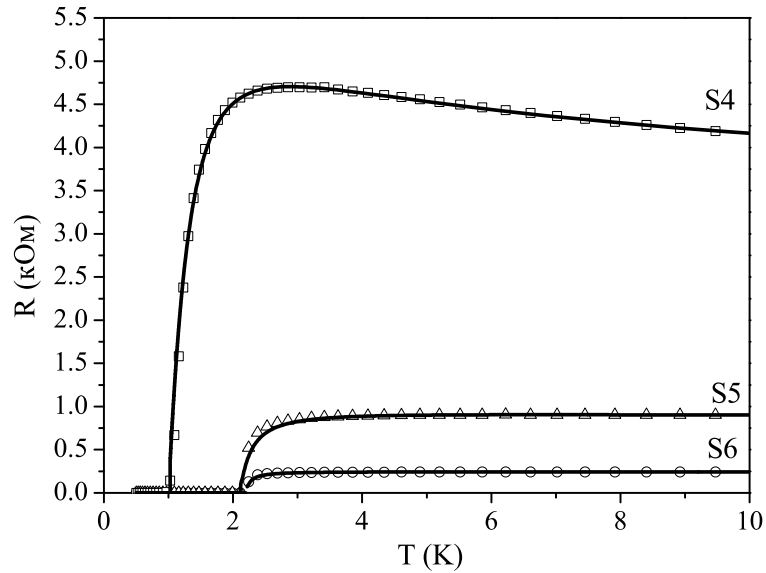


Рис. 38: Температурные зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле для четырёх низкоомных образцов S4, S5 и S6. Символами обозначены экспериментальные данные, сплошной линией - расчётные зависимости сопротивления в рамках теории квантовых поправок. При расчётах использовались следующие критические температуры: для образца S4 -  $T_c = 1$  К, для образца S5 -  $T_c = 2.11$  К, для образца S6 -  $T_c = 2.20$  К.

$T_c = 2.11$  К, для образца S6 -  $T_c = 2.20$  К.

Таким образом, из магнитотранспортных измерений сверхпроводящих плёнок TiN толщиной 5, 7 и 18 нм вдали и вблизи сверхпроводящего перехода определены основные квантовые поправки к проводимости данных плёнок. Установлено, что при  $T \gg T_c$  основным является слаболокализационный вклад со спин-орбитальным рассеянием. По мере приближения к температуре сверхпроводящего перехода появляется вклад от рассеяния носителей на сверхпроводящих флуктуациях, описываемый поправкой Маки-Томпсона, и вблизи сверхпроводящего перехода он становится определяющим. Обнаружено предсказанное в работе [16] насыщение аномального магнитосопротивле-

ния, обусловленного поправкой Маки-Томпсона. Из измерений аномального магнитосопротивления определена температурная зависимость времени сбоя фазы.

## 5.2 Магнитополевые зависимости сопротивления при $T < T_s$

На рисунке 39а,в,г представлены магнитополевые зависимости сопротивления для трёх сверхпроводящих образцов S2, S4 и S6. Приложение магнитного поля, перпендикулярного плоскости плёнок, приводит к разрушению сверхпроводящего состояния и росту сопротивления. При дальнейшем увеличении магнитного поля сопротивление в некотором поле достигает максимума  $R_{max}^B$ , а, затем начинает уменьшаться и в сильных магнитных полях выходит на насыщение  $R_{sat}$ , то есть в сильных магнитных полях наблюдается ОМС во всём диапазоне температур.

Следует отметить, что в то время как величина  $\Delta R_B = R_{max}^B - R_{sat}$  для высокоомного образца S2 при температуре  $T = 60$  мК в десятки раз превышает сопротивление  $R_{sat}$ , в случае низкоомных плёнок S4 и S6  $\Delta R_B < R_{sat}$ . Кроме того, и сопротивление  $R_{max}^B$ , и величина  $\Delta R_B$  увеличиваются при увеличении сопротивления  $R_{300}$ . Магнитополевые зависимости всех образцов пересекаются в одной точке  $(B_c, R_c)$  (рис. 39(а, в, д)). Это указывает на то, что в соответствующем диапазоне температур для каждой из плёнок существует сопротивление  $R_c(B_c)$ , величина которого не зависит от температуры. Для образца S2 сопротивление  $R_c = 15.68$  кОм и  $B_c = 0.4$  Тл, для образца S4 —  $R_c = 4.88$  кОм и  $B_c = 2.91$  Тл, для образца S6 —  $R_c = 244$  Ом и  $B_c = 3.54$  Тл.

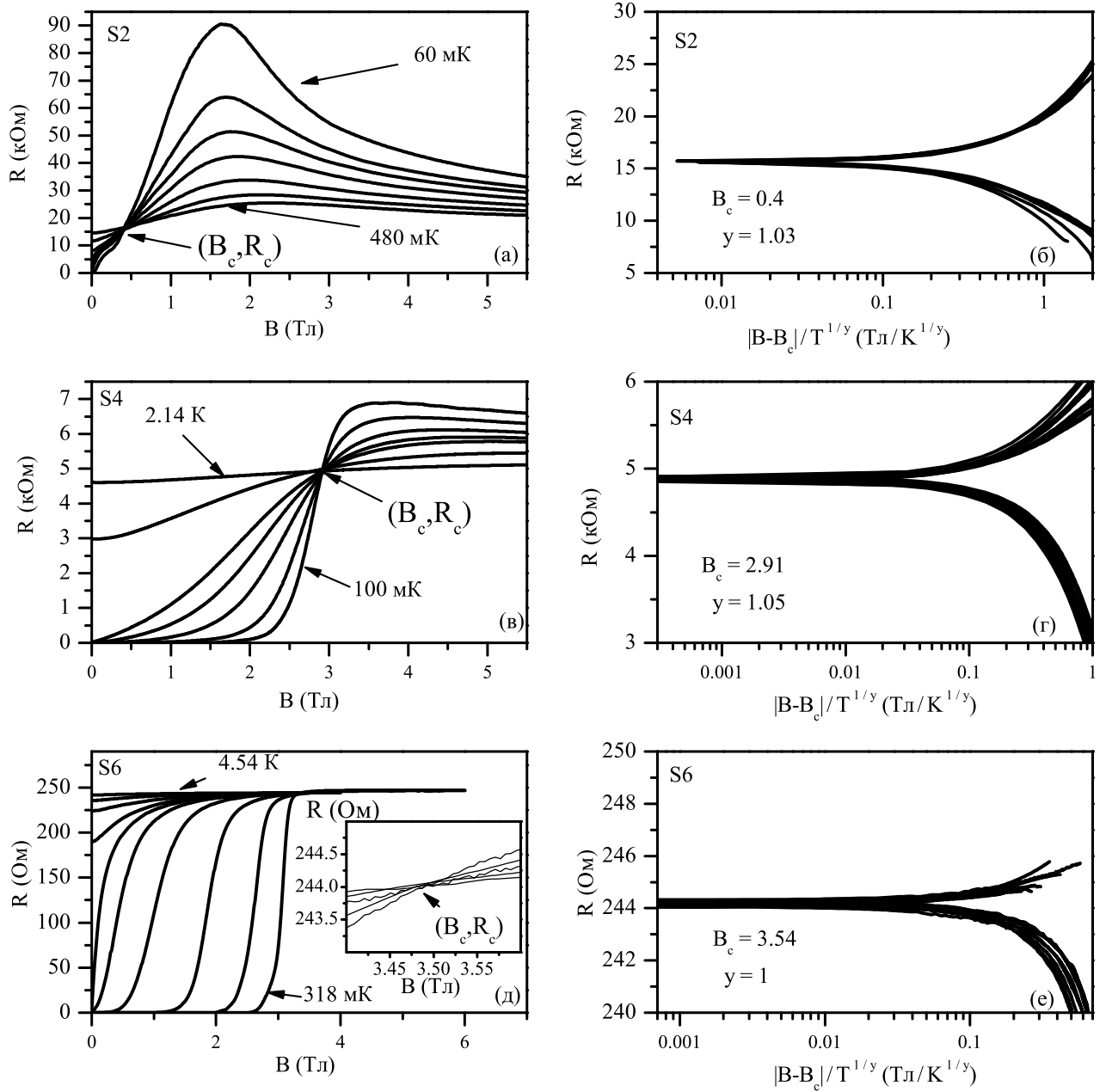


Рис. 39: (а, в, д) Магнитопольные зависимости сопротивления для трёх образцов с разным беспорядком при температурах: (а) S2 —  $T = 0.06, 0.1, 0.13, 0.18, 0.26, 0.36, 0.48$  К, (в) S4 —  $T = 0.08, 0.3, 0.52, 0.7, 0.85, 1.3, 2.14$  К, (д) S6 —  $T = 0.32, 0.8, 1.3, 1.74, 2.04, 2.19, 2.29, 2.54, 3.04, 4.54$  К. (б, г, е) эти же зависимости, отложенные в скейлинговых координатах.

Такое поведение тонких сверхпроводящих плёнок обычно рассматривается в рамках теории магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-диэлектрик, рассмотренном в параграфе 1.2. Теорией предсказывается, что критическое сопротивление перехода определяется выражением (38), а зависимость  $R(T, B)$  вблизи перехода является универсальной функцией от параметра  $(B - B_c)/T^{1/y}$  (36), где  $B_c$  — критическое магнитное поле, в котором происходит переход,  $y$  — критический показатель степени, близкий к единице. Таким образом, если построить экспериментальные зависимости сопротивления, измеренные при различных температурах, в координатах  $((B - B_c)/T^{1/y}, R)$ , то они совпадут. На настоящий момент опубликовано много экспериментальных работ, посвященных проверки теории и рассмотренных в параграфе 1.3. Во всех работах было найдено удовлетворительное согласие с формулой (36), при этом, значение критического индекса  $y$  лежит в пределах от 1.15 до 1.35. При этом значение критического сопротивления  $R_c$  оказалось неуниверсальным.

Результаты анализа наших экспериментальных данных на основе выражения (36) представлены на рисунке 39(б, г, е). Критические индексы  $y$  у всех образцов близки к единице, при этом критическое сопротивление не является универсальным и увеличивается при увеличении сопротивления  $R_{300}$ . Тем не менее, анализ магнитосопротивления и температурной зависимости сопротивления, представленный в предыдущей части, в диапазоне  $T > T_c$ , показывает, что теория квантовых поправок к проводимости неупорядоченных фермиевских систем достаточна для описания поведения образцов S4 и S6, и нет оснований полагать, что в случае образцов S4 и S6 наблюдается магнитоиндуцированный переход сверхпроводник-диэлектрик. Однако, поскольку

в случае образца S2 величины  $R_{max}^T/R_{300} - 1$  и  $R_{max}^B/R_{sat} - 1$  больше единицы, для описания его поведения нельзя применять теорию квантовых поправок к проводимости, и в этом случае можно говорить о магнитоиндуцированном переходе сверхпроводник-диэлектрик.

Таким образом, хотя и считалось, что ОМС в сильных магнитных полях, наличие точки пересечения магнитополевых зависимостей и выполнение скейлинговых соотношений являются бесспорным свидетельством магнитоиндуцированного квантового фазового перехода сверхпроводник-диэлектрик. Однако проявление всех этих особенностей и у низкоомных образцов заставляет усомниться не только в достаточности, но и в правильности этих критериев. Более того, как будет показано ниже, все эти особенности наблюдаются в рамках теории квантовых поправок к проводимости разупорядоченных сверхпроводящих плёнок.

На рисунке 40 приведены результаты расчёта температурной и магнитополевой зависимости сопротивления по формуле (16), без учёта взаимодействия в диффузионном канале и вклада слабой локализации. В этом случае выражение для сопротивления плёнки будет иметь следующий вид

$$R = (\Delta G^{GL} + G_0)^{-1}, \quad (39)$$

где величина  $G_0 = e^2/\hbar$  — произвольно выбранная добавка к проводимости, не зависящая от магнитного поля. При расчёте использовалась температурная зависимость верхнего критического поля для случая малой длины свободного пробега и слабого электрон-фононного взаимодействия, без учёта парамагнитного эффекта и спин-орбитального взаимодействия (28). На данных зависимостях наблюдаются следующие особенности: отрицательное магнитосопротивление в сильных магнитных полях, точка пересечения на магнито-

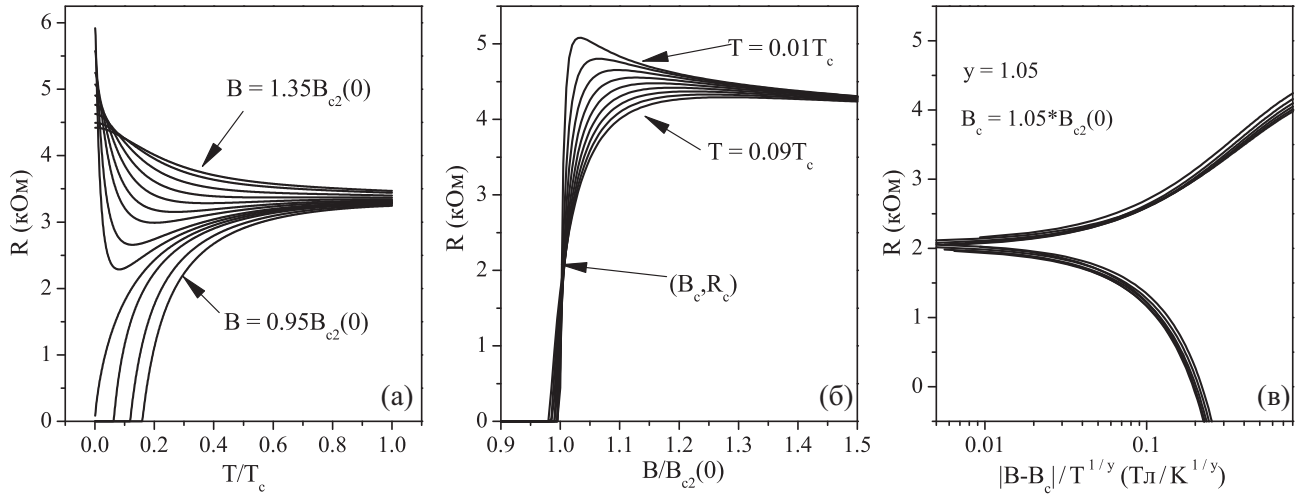


Рис. 40: (а) — Температурные зависимости сопротивления во внешнем магнитном поле  $B/B_{c2}(0) = 0.95, 0.97, 0.99, 1, 1.01, 1.02, 1.04, 1.06, 1.09, 1.13, 1.19, 1.28, 1.35$ . (б) — Магнитополевые зависимости сопротивления при температурах  $T/T_c = 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.06, 0.07, 0.08, 0.09$ . (в) — Магнитополевые зависимости сопротивления в скейлинговых координатах. Все зависимости рассчитаны на основе выражения (16).

полевыми зависимостях, верная структура температурных зависимостей сопротивления, а зависимость  $R(T, B)$  вблизи перехода является универсальной функцией от параметра  $(B - B_c)/T^{1/y}$ .

Ввиду этого, мы считаем, что признаком магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-диэлектрик может служить только величина  $R_{max}^B/R_{sat} - 1$ , которая должна быть много больше единицы.

На рисунке 41 представлены результаты анализа магнитополевых зависимостей сопротивления образца S4 в рамках теории квантовых поправок к проводимости. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, рассчитанные с учётом вклада от взаимодействия в куперовском (16) и диффузионном каналах (6).

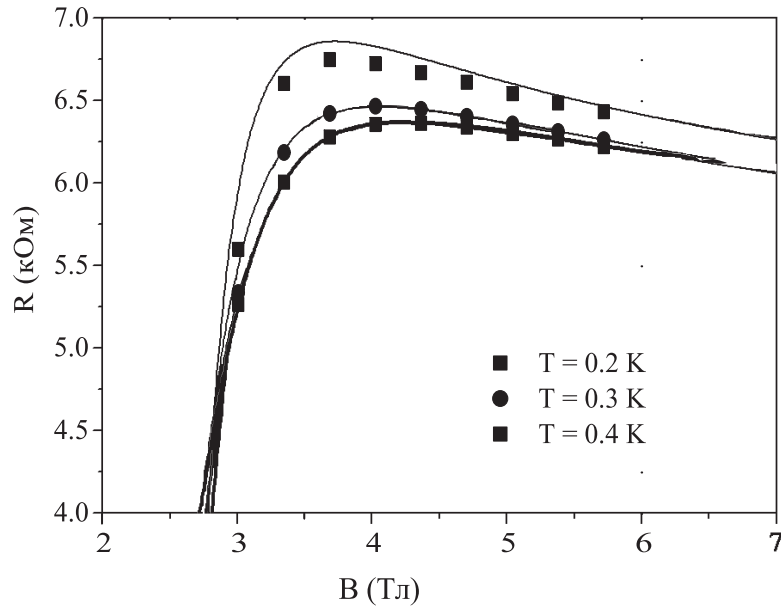


Рис. 41: Магнитополевые зависимости сопротивления 5 нм плёнки (S4) при постоянной температуре в сравнении с теоретическими предсказаниями. Символы — экспериментальные данные, линии — теоретические зависимости, полученные с учётом взаимодействия в куперовском и диффузионном каналах.

Поправки, возникающие за счёт слабой локализации, малы по сравнению с поправками от взаимодействия в куперовском канале, тем не менее, они были учтены при расчётах. Здесь следует отметить, что в качестве критической температуры используется не  $T_c$ , а критическая температура в приближении среднего поля —  $T_{c0}$ . При проведении расчётов использовались следующие величины:  $B_{c2}(0) = 2.69$  Тл и  $T_{c0} = 1.6$  К. В диапазоне магнитных полей 3 - 4 Тл наблюдается расхождение теоретических предсказаний и экспериментальных данных. Теория предсказывает более сильный рост сопротивления, чем показывает эксперимент. Причём, расхождение увеличивается при уменьшении температуры. Ниже мы рассмотрим это более подробно.

На рисунке 42 приведены температурные зависимости сопротивления в различных магнитных полях для образца S4. Хорошо видна веерная струк-

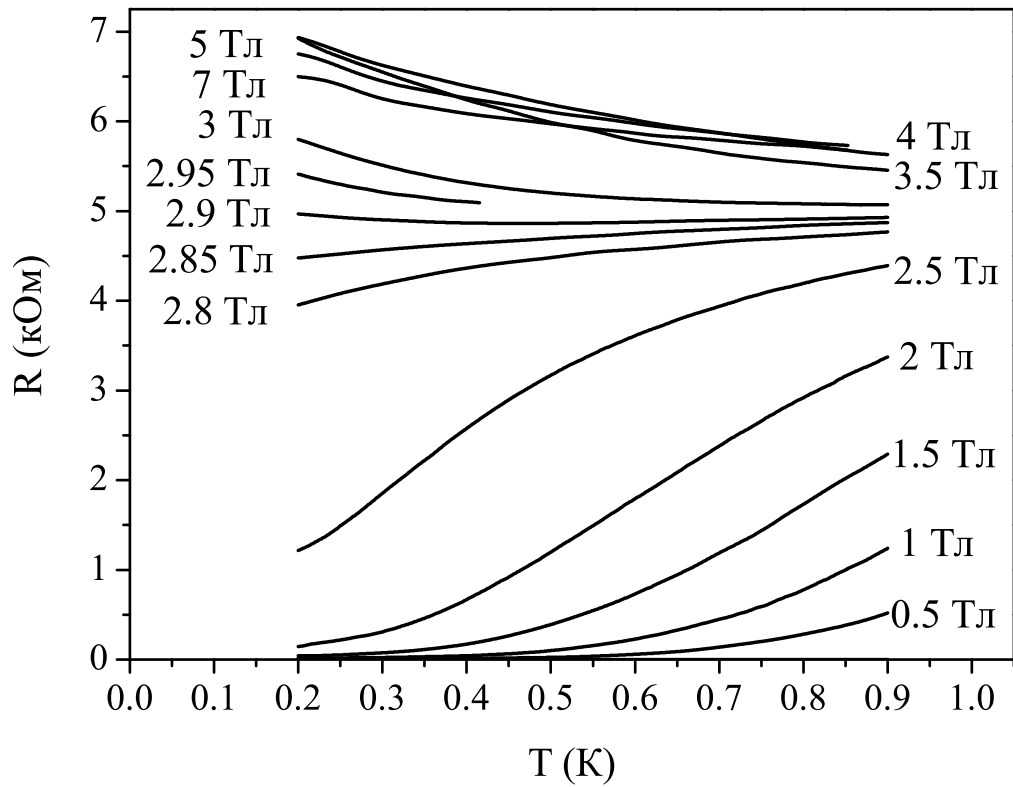


Рис. 42: Температурные зависимости сопротивления во внешнем магнитном поле для 5 нм плёнки (S4).

тура: есть характерное магнитное поле, выше которого температурный коэффициент сопротивления отрицателен, а ниже — положителен (рис. 42).

Изомагнитные зависимости сопротивления от температуры также были проанализированы в рамках теории квантовых поправок к проводимости при  $T < T_c$ . Взаимодействие в диффузионном канале приводит к логарифмической температурной зависимости поправки к проводимости. Вклад от взаимодействия в куперовском канале описывается формулой (16). Вклад слабой локализации пренебрежимо мал. На рисунке 43 сплошными линиями представлены теоретические зависимости при оптимально подобранных параметрах  $B_{c2} = 2.69$  Тл,  $T_c = 1.6$  К, символами показаны экспериментальные данные. Рассчитанные зависимости довольно хорошо описывают экспериментальные



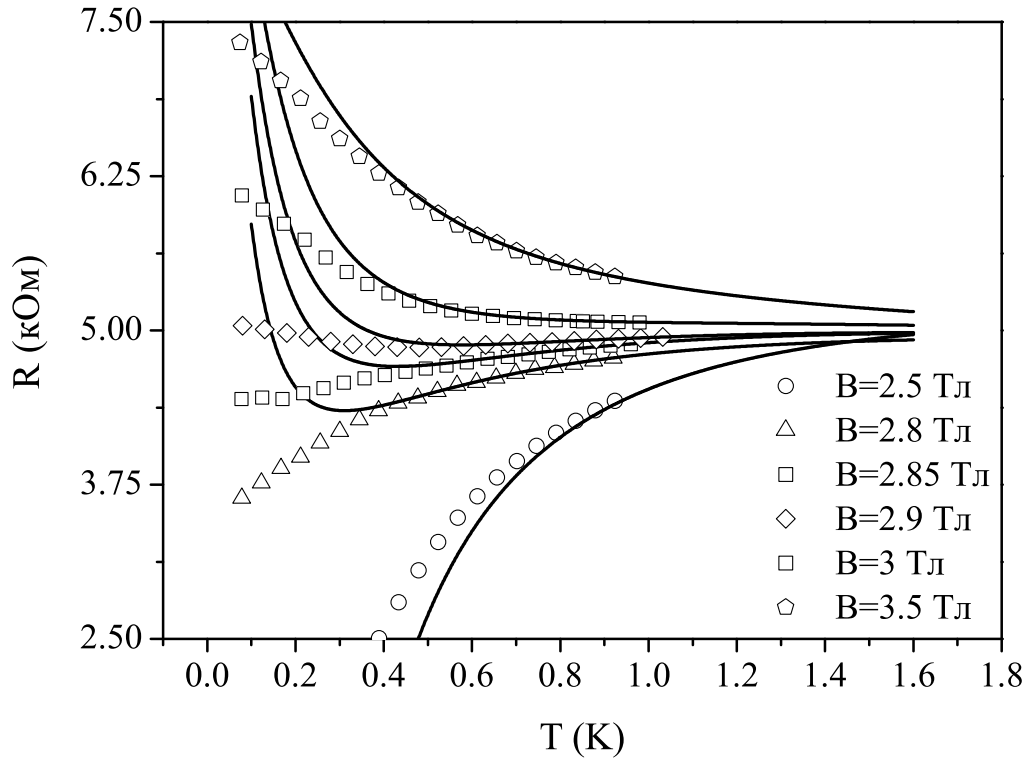


Рис. 43: Температурные зависимости сопротивления во внешнем магнитном поле в сравнении с теоретическими предсказаниями для 5 нм плёнки (S4). Символы — экспериментальные данные, линии — теоретические зависимости, рассчитанные в рамках (16), считая, что  $B_{c2}(T)$  соответствует теории [19, 20]. данные в широком интервале температур  $T < T_c$  при  $B \sim B_{c2}(T)$ .

Однако при очень низких температурах теория предсказывает более сильную температурную зависимость, чем наблюдается в эксперименте. Следует подчеркнуть, что для расчёта теоретических кривых использовалась классическая температурная зависимость верхнего критического поля, предложенная Вертхамером в 1964 году. Однако, по мере продвижения в сторону всё более низких температур  $T \rightarrow 0$  в ряде экспериментов обнаружилось аномальное увеличение верхнего критического поля [78–81]. Авторы считали, что за такое поведение  $B_{c2}(T)$  ответственен беспорядок. Следует заметить, что, как показал анализ, выполненный Смитом [82], поправки к верхнему кри-

тическому полю, рассчитанные по теории возмущений, не могут дать такого эффекта.

В 1994 году Спивак и Жу [83] предложили следующий механизм усиления сверхпроводимости при низких температурах. Для каждой реализации беспорядка существуют пространственные области, где локальное верхнее критическое поле превосходит значение, усредненное по системе. Эти области формируют сверхпроводящие островки, слабо связанные за счёт эффекта Джозефсона, и при низких температурах может установиться глобальная сверхпроводимость. Спивак и Жу предположили, что островки формируются за счёт локальных флуктуаций плотности обычных примесей. Они показали, что в отсутствие квантовых флуктуаций даже такой слабый беспорядок приводит к макроскопической сверхпроводимости при  $T = 0$  для сколь угодно большого внешнего магнитного поля. Похожий эффект при конечной температуре обсуждался в работе Иоффе и Ларкина [84]. Они предположили, что длина свободного пробега является случайной величиной. Были найдены оптимальные флуктуации, отвечающие возникновению сверхпроводящих островков при критической температуре, причём считалось, что тепловые флуктуации уничтожают джозефсоновскую связь. Если же энергия джозефсоновского взаимодействия между двумя сверхпроводящими островками превосходила температуру, тогда эти островки становились частями одного сверхпроводящего кластера. Возникновение бесконечного сверхпроводящего кластера считалось истинной точкой перехода.

При низких температурах классические тепловые флуктуации незначительны, однако джозефсоновская связь может быть подавлена и квантовыми флуктуациями. Подавление сверхпроводимости квантовыми флуктуациями

обсуждается в работе Галицкого и Ларкина [85]. Они рассматривали систему сверхпроводящих островков в сильном перпендикулярном магнитном поле при низких температурах. Проверялось два различных механизма влияния беспорядка на формирование локальных сверхпроводящих островков. Во-первых, было показано, что в случае слабого беспорядка в грязных двумерных сверхпроводниках со случайным распределением примесей мезоскопические эффекты могут быть существенными только внутри области Гинзбурга, то есть при  $(H - \bar{H}_{c2}(0)) \sim \bar{H}_{c2}(0)/g$ , где  $g = \sigma \hbar / e^2$  - безразмерная проводимость и надчёркивание означает усреднение по беспорядку. Во-вторых, рассматривалась неупорядоченная система со случайным коэффициентом диффузии. Такая случайность может быть связана с локализованными и протяженными дефектами, присутствующими в любом реальном сверхпроводнике. Причём, глубоко в сверхпроводящем состоянии, эта случайность может привести к коллективному пиннинговому эффекту. В результате было показано, что при низких температурах происходит увеличение верхнего критического поля по сравнению с классической  $B_{c2}(T)$ , полученной Вертхамером.

Учёт сверхпроводящих флуктуаций, приводящих к изменению температурной зависимости верхнего критического поля, не приводит к качественным изменениям магнитополевых зависимостей. Однако вид температурных зависимостей в различных магнитных полях существенно изменяется. В зависимости от  $B_{c2}(T)$ , температурная зависимость сопротивления в полях близких к критическому может слабо зависеть от температуры на большом интервале температур или, наоборот, может стать сильно немонотонной (рис. 44). Заметим, что аналогичный результат можно получить, считая, что образец состоит из двух сопротивлений подключенных параллельно. В этом случае

поправка к проводимости будет иметь следующий вид:

$$\Delta G = a\Delta G^{GL}(B_{c2}^a, T_c^a) + b\Delta G^{GL}(B_{c2}^b, T_c^b), \quad (40)$$

где  $a$  и  $b$  отвечает долям разных частей ( $a + b = 1$ ), а  $B_{c2}^a, T_c^a$  и  $B_{c2}^b, T_c^b$  — верхнему критическому полю и критической температуре в этих частях соответственно. Исходя из этих соображений, мы построили два характерных типа температурных зависимостей сопротивления. А именно, зависимость  $R(T, B_i)$  слабо меняющуюся на большом интервале температур и сильно немонотонную при низких температурах зависимость  $R(T, B_i)$ .

Зависимости были получены двумя способами. Первый способ заключался в принудительном изменении вида  $B_{c2}(T)$  при низких температурах, причём варьировалась величина отклонения  $B_{c2}(T)$  от исходной зависимости верхнего критического поля, предложенной авторами [19, 20]. Во втором случае мы воспользовались выражением (40), причём в данном случае изменялась величина  $b$ . Величина внешнего магнитного поля была выбрана так, чтобы  $B_{c2}^a < B < B_{c2}^b$ . При этом  $b$  — доля сверхпроводящей части, а  $a$  — доля нормальной части. Для наглядности все параметры были подобраны так, чтобы зависимости, полученные разными способами, совпадали. На рисунке 44 приведены зависимости, полученные при следующих параметрах:  $B_{c2}(0) = 2.84$  Т,  $T_c = 1.4$  К,  $B = 3.01$  Т,  $B_{c2}^a = 2.81$  Тл,  $T_c^a = 1.4$  К,  $B_{c2}^b = 3.03$  Тл,  $T_c^b = 1.5$  К; (а)  $a = 0.878$ , (б)  $a = 0.9$ .

Итак, в магнитных полях вблизи критического могут образовываться сверхпроводящие островки, что приводит к изменению  $B_{c2}(T)$ . Ввиду этого была решена обратная задача: из сопоставления экспериментальных данных и теоретических зависимостей была найдена температурная зависимость

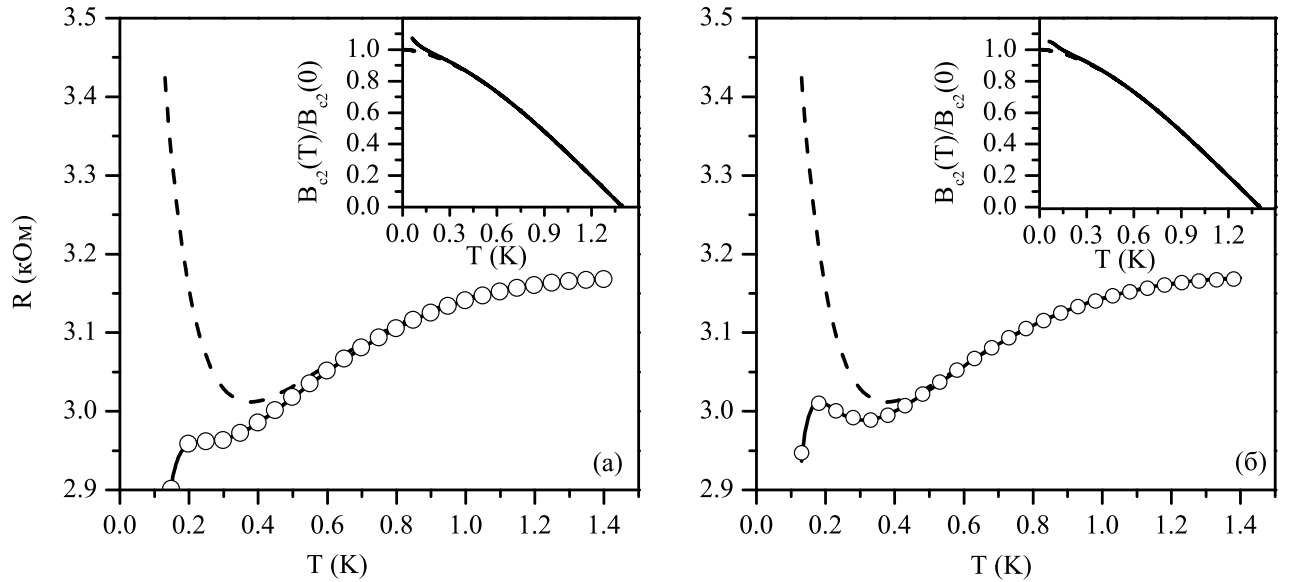


Рис. 44: Температурные зависимости сопротивления. Сплошная линия – расчёт по формуле (16) с модифицированной  $B_2(T)$ . Штриховая линия – расчёт по формуле (16) с  $B_{c2}(T)$ , рассчитанной по формуле (17). Символы – расчёт на основе выражения (40). На вставке температурная зависимость верхнего критического поля, штриховой линией показана зависимость Вертхамера, сплошной линией – изменённая зависимость Вертхамера. При расчётах использовали  $B_{c2}(0) = 2.84$  Т,  $T_c = 1.4$  К,  $B = 3.01$  Т,  $B_{c2}^a = 2.81$  Тл,  $T_c^a = 1.4$  К,  $B_{c2}^b = 3.03$  Тл,  $T_c^b = 1.5$  К; (а)  $a = 0.878$ , (б)  $a = 0.9$ .

верхнего критического поля (рис. 45). Сопоставление производилось с помощью программы Mathcad13. Рассчитанная зависимость  $B_{c2}(T)$  отклоняется от классической зависимости Вертхамера. Это подтверждает теорию о сверхпроводящих флуктуациях вблизи критической линии, приводящих к появлению сверхпроводящих островков, внедрённых в нормальный металл.

Теоретическое рассмотрение [18] взаимодействия в куперовском канале при температурах ниже критической было проделано только для случая сильно разупорядоченных сверхпроводящих плёнок. Ввиду этого выражение (16)

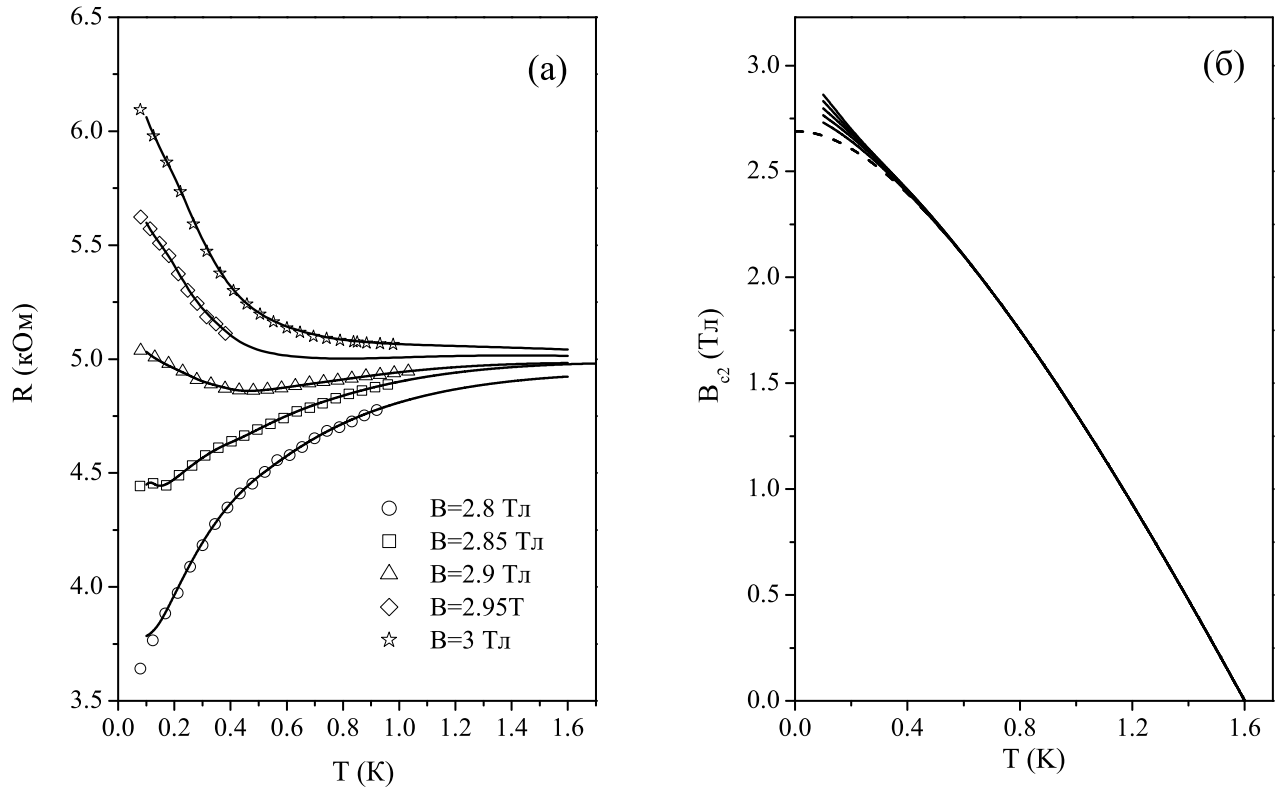


Рис. 45: (а) Температурные зависимости сопротивления 5 нм плёнки (S4) во внешнем магнитном поле в сравнении с теоретическими предсказаниями. Символы — экспериментальные данные, линии — теоретические зависимости, рассчитанные в рамках (16) с учётом отличия  $B_{c2}(T)$  от зависимости, предложенной Вертхаммером. (б) Температурные зависимости верхнего критического поля. Штриховой линией показана зависимость, предложенная Вертхаммером. Сплошные линии — результат сравнения экспериментальных данных и теоретических предсказаний.

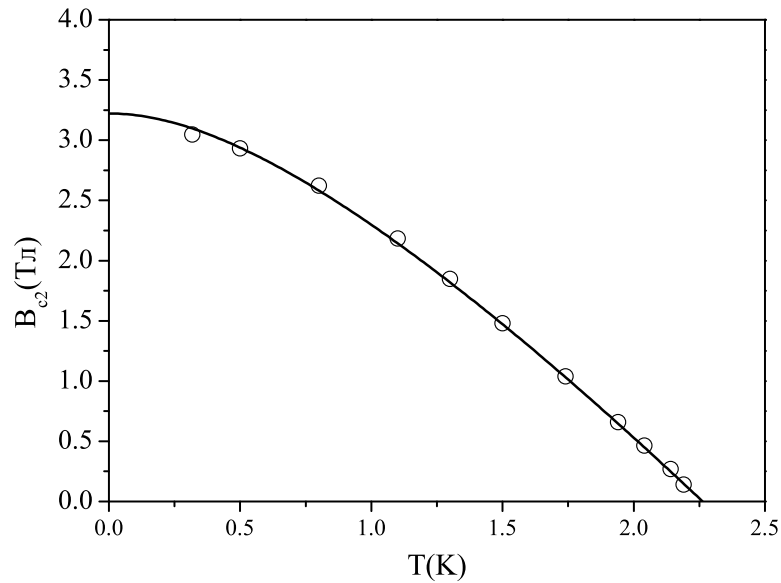


Рис. 46: Температурная зависимость верхнего критического поля для 18 нм плёнки (S6). Символы — экспериментальные данные. Линия — теоретический расчёт по формуле (17).

неприменимо для анализа магнитосопротивления низкоомных образцов. Поэтому для образца S6 была определена только температурная зависимость верхнего критического поля. Температурная зависимость верхнего критического поля  $B_{c2}(T)$  была определена по величине поля, при котором сопротивление равно 50% от сопротивления в нормальном состоянии. Определённая таким образом зависимость  $B_{c2}(T)$  приведена на рисунке 46 в сравнении с теоретической температурной зависимостью  $B_{c2}(T)$  без учёта парамагнитного эффекта и спин-орбитального взаимодействия (17).

Видно прекрасное согласие экспериментальных данных и теоретических предсказаний. Поскольку экспериментальные данные хорошо описываются выражением (17), можно утверждать, что парамагнитный эффект полностью скомпенсирован спин-орбитальным взаимодействием.

Используя полученные температурные зависимости верхнего критическо-

го поля с помощью выражения (27) была проведена оценка коэффициента диффузии электронов для образцов S4, S5 и S6 и сверхпроводящей длины когерентности  $\xi_d(0)$  (см. табл. 6). Величина  $k_F l$  при этом оказалась порядка единицы для всех образцов, то есть фермижидкостную модель можно использовать лишь в качестве оценки транспортных параметров. В этом случае основной вклад в рассеяние электронов дают дефекты кристаллической решётки и длина свободного пробега оказывается сравнима с постоянной решётки. Кроме того, как показано в работе [67], эффективная масса электронов в плёнках TiN зависит от их толщины и условий выращивания и не равна массе свободного электрона. Представленные в таблице 6 значения коэффициента диффузии электронов получены для  $m^* = m_0$  и длины свободного пробега равной постоянной решётки. Согласно литературным данным, величина коэффициента диффузии электронов в плёнках TiN толщиной 100 нм, выращенных методом магнетронного напыления, составляет  $1 \text{ см}^2/\text{с}$ , что согласуется с нашей оценкой.

В случае образцов S4, S5 оценка длины когерентности даёт значения меньшие, чем толщина плёнок, что указывает на двумерность плёнок с точки зрения сверхпроводимости. Сверхпроводящая длина когерентности образца S6 в 1.8 раза меньше толщины плёнки. Однако, поскольку магнитополевые и температурные зависимости сопротивления плёнки великолепно описываются в рамках теории квантовых поправок к квазидвумерным системам, образец S6 также является квазидвумерным.

Подведём краткий итог обсуждению. Показано, что магнитосопротивление сверхпроводящих плёнок при  $T_c < T < 3T_c$ , главным образом, обусловлено подавлением когерентного рассеяния электронов, составляющих



Таблица 6: Величина коэффициента диффузии электронов  $D$  и сверхпроводящей длины когерентности при нулевой температуре  $\xi_d(0)$  исследуемых плёнок TiN.

образец	$d$	$D$	$\xi_d(0)$
#	нм	$\text{см}^2\text{с}^{-1}$	нм
S4	5	0.283	11
S5	7	0.38	9.9
S6	18	0.45	10

флуктуационную куперовскую пару (поправки Маки-Томпсона). Обнаружено, увеличение частоты сбоя фазы при температурах близких к  $T_c$ . В рамках скейлинговой теории перехода сверхпроводник-изолятор и теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных сверхпроводящих систем проведён анализ зависимости сопротивления плёнок от температуры и магнитного поля. Показано, что все признаки магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-изолятор могут наблюдаться и в случае перехода сверхпроводник-нормальный металл, при условии, что магнитополевая и температурная зависимости сопротивления данного металла в значительной степени контролируются квантовыми поправками к проводимости.

## 6 Влияние магнитного поля на изолирующие свойства диэлектрических плёнок TiN

В четвёртой главе было показано, что увеличение сопротивления при комнатной температуре плёнок TiN приводит не только к уменьшению критической температуры сверхпроводящего перехода, но и к полному подавлению данного перехода. Более того, несверхпроводящие плёнки при низких температурах демонстрируют активационный тип проводимости, что позволяет классифицировать их как диэлектрические. В данной главе мы проследим эволюцию диэлектрических свойств при помещении данных плёнок в перпендикулярное магнитное поле.

На рисунках 47а и 47б представлены зависимости магнитосопротивления диэлектрических плёнок. При увеличении магнитного поля сопротивление сначала растёт, достигает некоего максимума, затем начинает уменьшаться. Абсолютная величина положительного магнитосопротивления ( $R_{max} - R(0)$ ), где  $R(0)$  — величина сопротивления нулевым в магнитном поле) увеличивается при уменьшении температуры, что хорошо видно на рисунке 47. В то же время относительная величина положительного магнитосопротивления ( $R_{max}/R(0) - 1$ ) (приведена на рисунке 47 для двух диэлектрических I1, I2 и самого высокоомного сверхпроводящего образца S1) уменьшается при увеличении степени беспорядка. Иначе говоря, относительная величина положительного магнитосопротивления имеет максимум в точке перехода сверхпроводник-изолятор по беспорядку и уменьшается по мере удаления от перехода. Следовательно, может существовать критическое сопротивление, большее критического сопротивления перехода сверхпроводник-

изолятор, при достижении которого положительное магнитосопротивление в слабых магнитных полях перестанет наблюдаться. Наличие положительного магнитосопротивления в диэлектрических образцах может свидетельствовать о существовании локальной сверхпроводимости на диэлектрической стороне переходе сверхпроводник-изолятор.

Далее, используя магнитополевые зависимости сопротивления, мы построили температурные зависимости сопротивления в различных магнитных полях. Некоторые из полученных значений сопротивления в зависимости от  $T^{-1}$  показаны в логарифмическом масштабе на рисунке 48а и 48б. Полученные зависимости описываются активационной зависимостью Аррениуса  $R = R_0 \exp(T_I/T)$ . При этом энергия активации ( $k_B T_I$ ) зависит от магнитного поля, более того для плёнок вблизи критической области перехода сверхпроводник-изолятор магнитополевая зависимость энергии активации немонотонна: магнитное поле сначала приводит к росту  $k_B T_I$ , затем, при дальнейшем увеличении магнитного поля  $k_B T_I$  уменьшается (рис. 48). В сильных магнитных полях температурные зависимости сопротивления выходят на насыщение.

На рисунке 49а приведены магнитополевые зависимости сопротивления самого высокоомного образца I4, для которого наблюдалась гиперактивационное поведение температурной зависимости сопротивления (глава 4, рис. 32). Так же как и в случае менее высокоомных образцов I1 и I2 приложение слабого магнитного поля приводит к увеличению сопротивления. При увеличении магнитного поля сопротивление достигает максимума и, затем, начинает уменьшаться, выходя на насыщение в сильных магнитных полях. На рисунке 49б приведены температурные зависимости сопротивления в магнит-

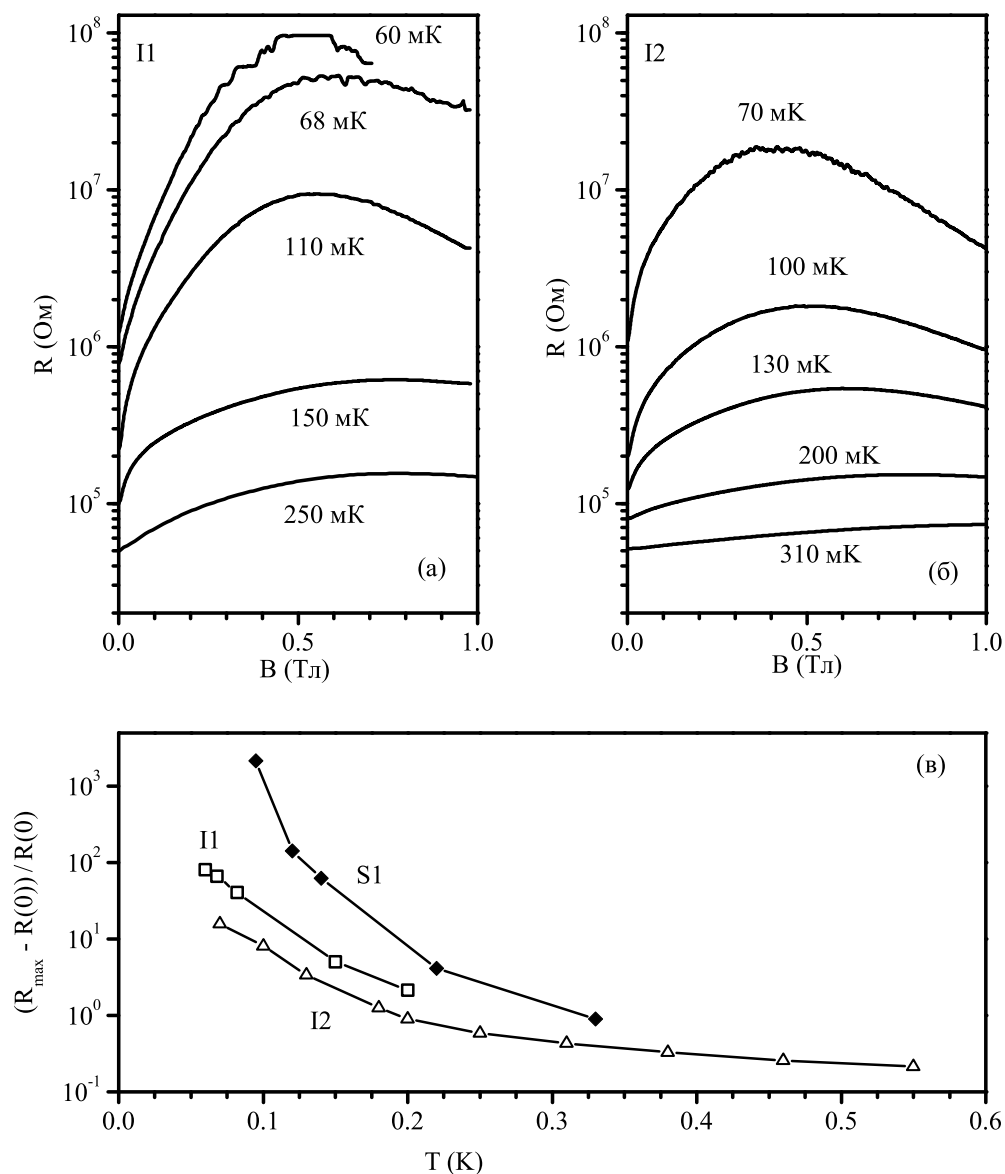


Рис. 47: Магнитополевые зависимости сопротивления плёнок TiN при различных температурах. (а) образец I1, (б) Образец I2. (в) Температурная зависимость величины положительного магнитосопротивления  $(R_{max} - R(0))$ , нормированная на сопротивление в нулевом магнитном поле  $R(0)$ .  $R_{max}$  величина максимального сопротивления. Открытыми символами показаны магнитосопротивления диэлектрических образцов, сплошными - магнитосопротивление самого высокоомного сверхпроводящего образца.

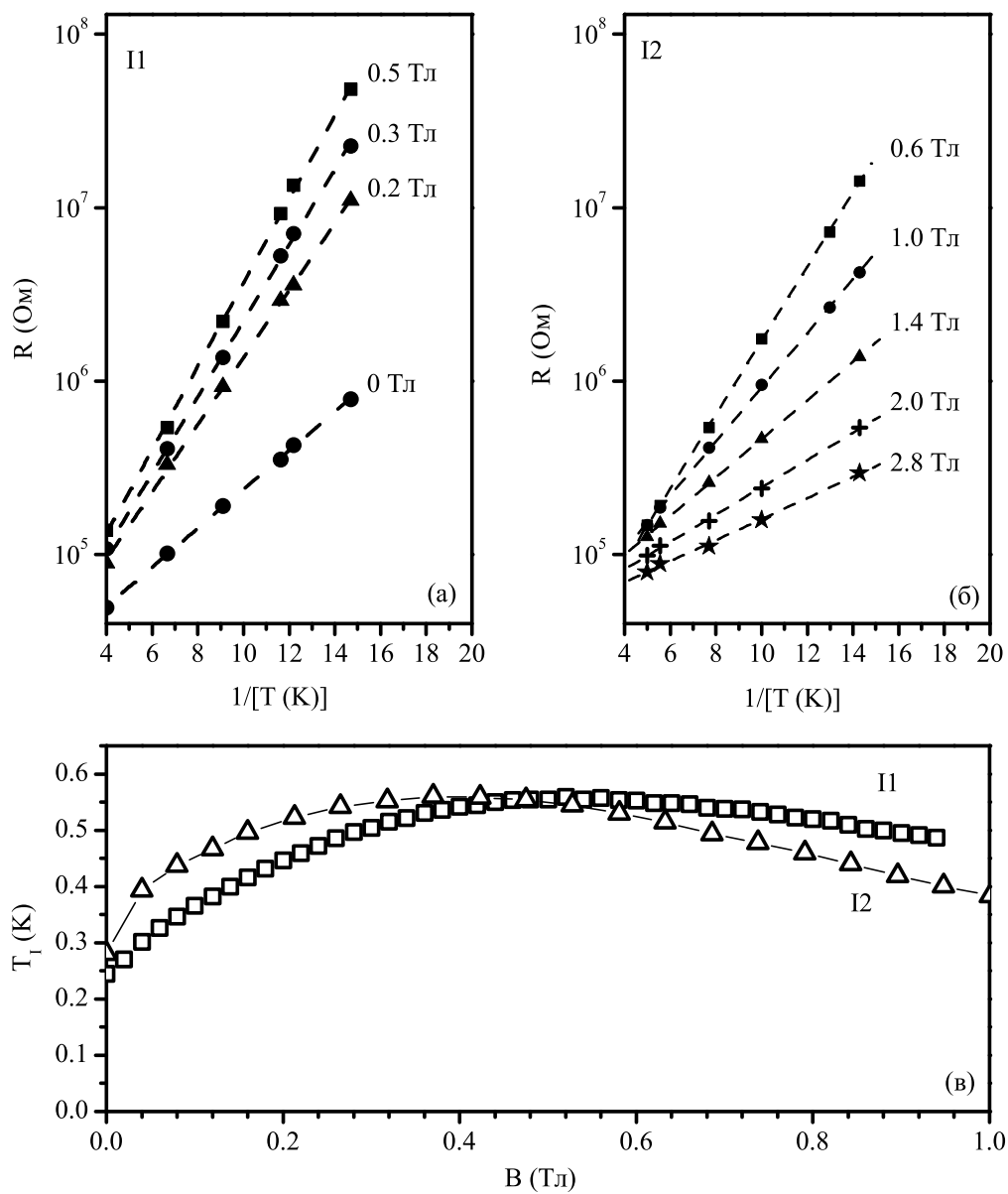


Рис. 48: Зависимость сопротивления от  $T^{-1}$  в логарифмическом масштабе для образцов: (а) образец I1, (б) Образец I2. (в) Зависимость энергии активации  $k_B T_I$  от магнитного поля.

ном поле, полученные из магнитополевых зависимостей сопротивления. Оказалось что приложение слабого магнитного приводит не только к увеличению энергии активации, но и к увеличению температуры перехода в гиперактивационный режим  $T_H$ , то есть отклонение от активационной зависимости вверх происходит при более высоких температурах. При увеличении магнитного поля  $T_H$  начинает уменьшаться. Такое поведение температурных зависимостей сопротивления плёнок TiN в магнитном поле сильно отличается от поведения зависимостей  $R(T)$  плёнок InO, рассмотренных в параграфе 1.3. Напомним, что при низких температурах сопротивление плёнок InO отклоняется от активационной зависимости вниз и выходит на насыщение, тогда как в наших экспериментах с плёнками TiN сопротивление увеличивается при уменьшении температуры быстрее, нежели сопротивление, обусловленное активационным транспортом. В то же время, аналогичное отклонение температурных зависимостей от активационной зависимости вверх наблюдалось на двумерных решётках джозефсоновских переходов [74,75] и связывалось с реализацией зарядового перехода Березинского-Костерлица-Таулесса, причём, как и в случае плёнок TiN, сильное магнитное поле подавляло и энергию активации и температуру перехода в гиперактивационный режим. Таким образом, данное исследование показывает, что при низких температурах в плёнках нитрида титана, находящихся на диэлектрической стороне перехода сверхпроводник-изолятор, реализуется зарядовый переход БКТ, низкотемпературную фазу которого назовём сверхизолятором.

Более интригующие особенности диэлектрических плёнок обнаружились при исследовании вольтамперных характеристик. На рисунке 51 представлены зависимости дифференциальной проводимости ( $dI/dV$ ) от напряжения

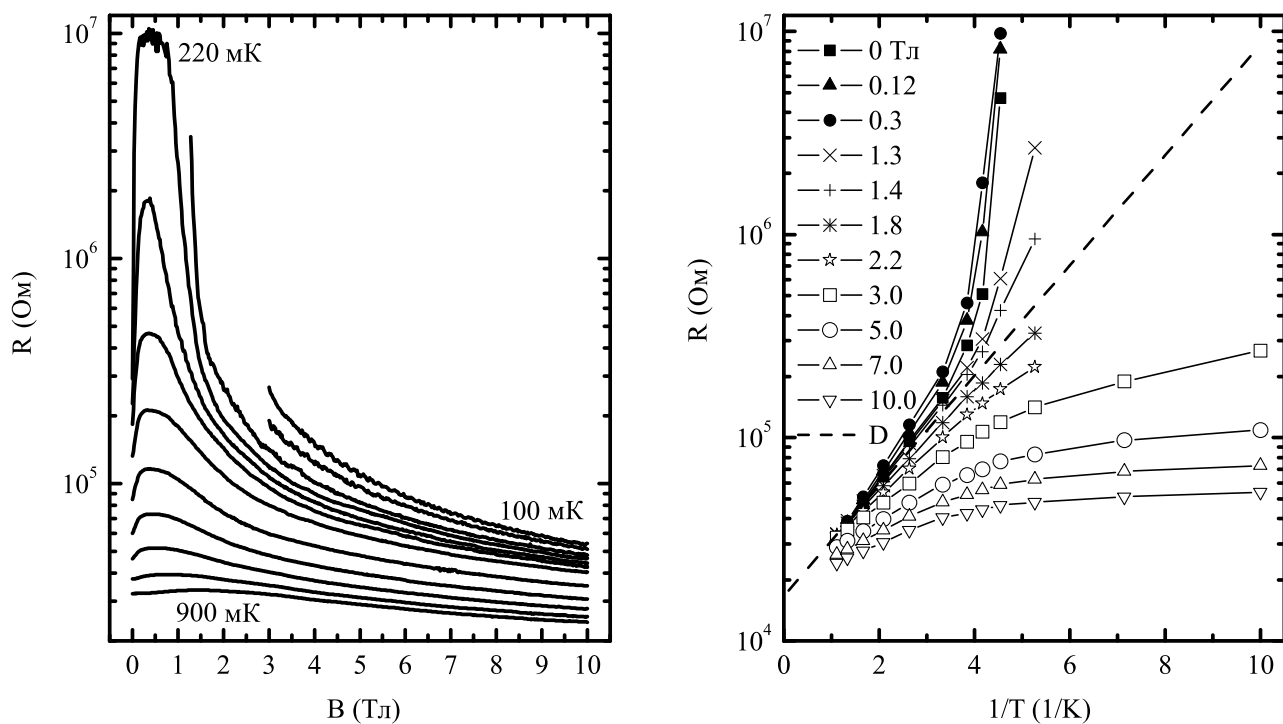


Рис. 49: (а) Магнитополевые зависимости сопротивления образца S6 при температурах  $T = 100, 140, 190, 220, 240, 260, 300, 380, 480, 600, 750, 900$  мК. (б) Температурные зависимости сопротивления в различных магнитных полях.

смещения ( $V_{dc}$ ) в магнитном поле  $B = 0.87$  Т для трёх температур  $T = 70, 40$  и  $20$  мК. При температурах  $T = 70$  и  $40$  мК зависимости типичны для диэлектриков с активационной проводимостью, наблюдается плавное изменение дифференциальной проводимости от тянущего напряжения. Кроме того, можно заметить, что зависимости симметричны относительно  $V = 0$ . При температуре  $T = 20$  мК картина резко изменяется. Малые приложенные напряжения больше не приводят к появлению измеримого тока. То есть, реализуется новое основное состояние с неизмеримо малой проводимостью, которое, по-видимому, является низкотемпературной фазой зарядового перехода БКТ, т.е. сверхизолятором. При увеличении напряжения ток в сверхдиэлектрическом состоянии остаётся неизмеримо мал вплоть до порогового

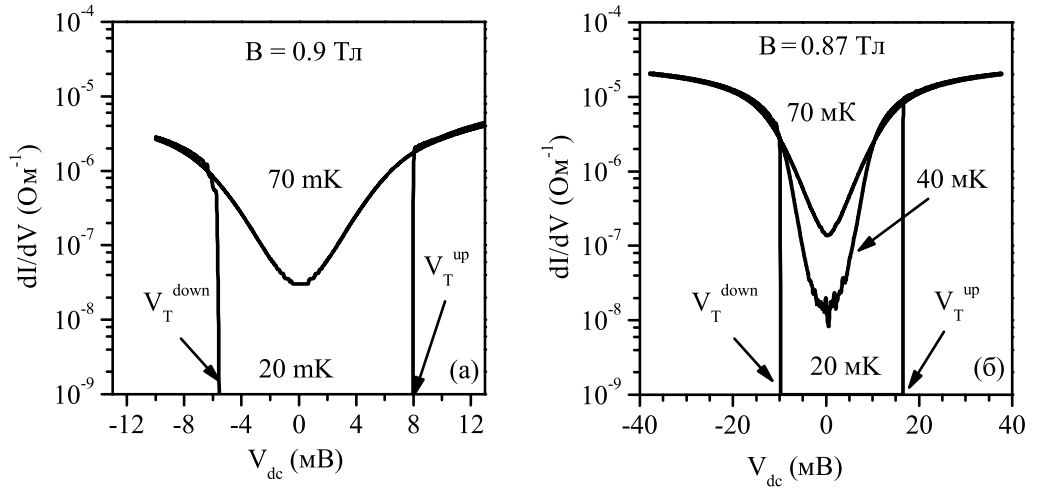


Рис. 50: (а) Дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения для образца I1 при температурах  $T = 20, 70$  мК в магнитном поле  $B = 0.9$  Т. (б) Дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения для образца I2 при температурах  $T = 20, 40, 70$  мК в магнитном поле  $B = 0.87$  Т.

напряжения  $V_T$ , при достижении которого проводимость резко возрастает на несколько порядков величины. При этом величина порогового напряжения  $V_T$  зависит от направления изменения напряжения. Пороговое напряжение при движении из больших (по модулю) значений напряжения в меньшие ( $|V_T^{down}|$ ) существенно меньше порогового напряжения, возникающего при движении из малых по модулю напряжений в большие ( $V_T^{up}$ ) (см. рис. 50). В больших магнитных полях  $dI/dV$  становится симметрична относительно нулевого напряжения и зависимость  $dI/dV(V_{dc})$  становится плавной.

Следует отметить немонотонное поведение  $dI/dV(V_{dc})$  в нулевом магнитном поле (отмечено вертикальной стрелкой на рисунке 51а). При достижении порогового напряжения  $dI/dV$  в нулевом магнитном поле сначала существенно возрастает, затем быстро уменьшается. Причём для более низкоомного об-



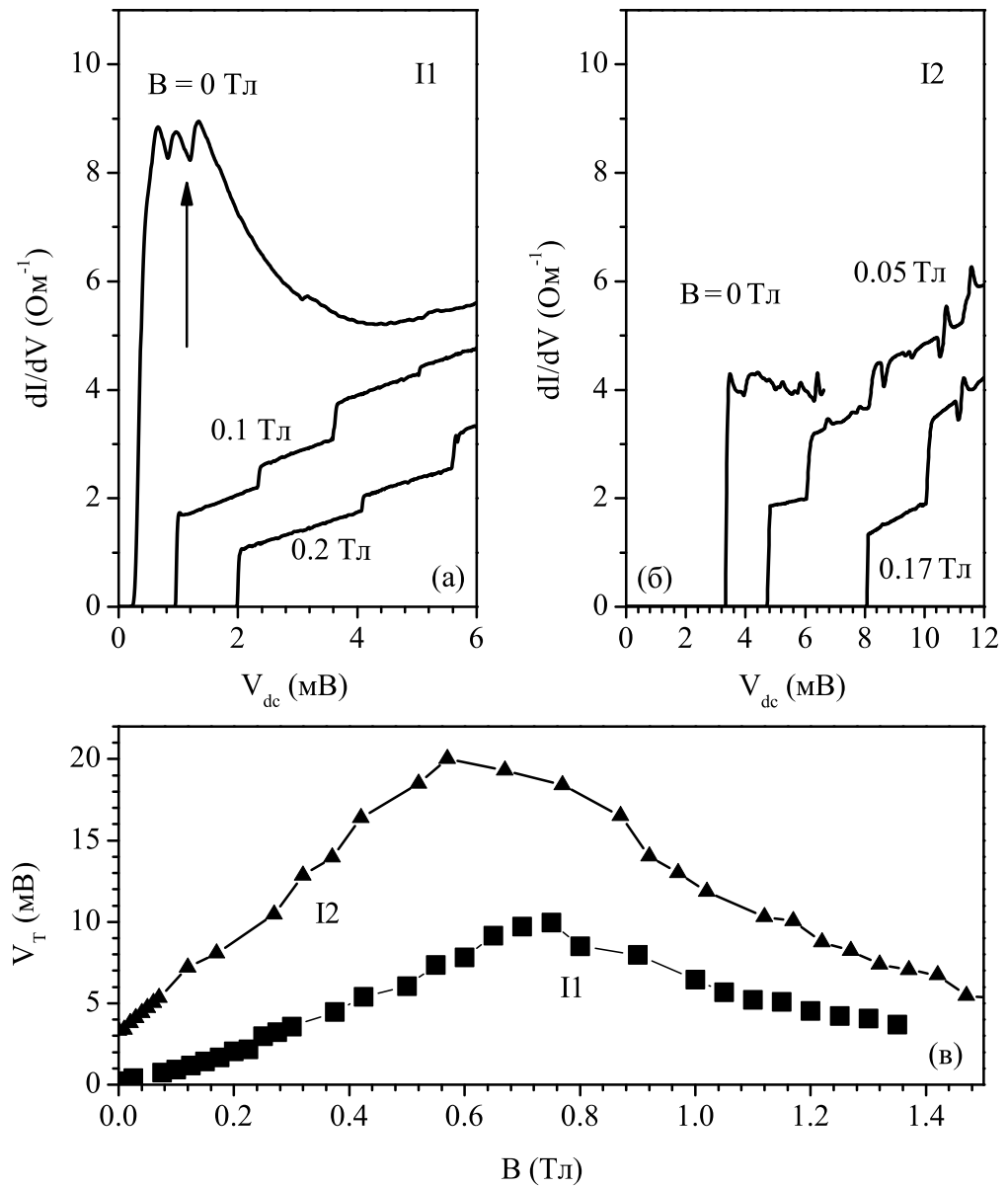


Рис. 51: (а) Дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения для образца I1 при температуре 20 мК в магнитном поле  $B = 0$ , 0.1, 0.2 Т; (б) Дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения для образца I2 при температуре 20 мК в магнитном поле  $B = 0$ , 0.05, 0.17 Т; (в) Магнитополевые зависимости пороговых напряжений образцов I1 и I2 при температуре 20 мК.

разца I1 это увеличение значительно больше, чем для более высокоомного I2. Этот эффект не может быть вызван перегревом электронного газа и, более того, исчезает уже в магнитном поле, составляющем всего 25 мТ! Отметим, что подобное подавление проводимости характерно для сверхпроводников во флуктуационной области. Наблюдение подобное «сверхпроводящей» особенности свидетельствует о выживании сверхпроводимости даже на диэлектрической стороне перехода сверхпроводник-изолятор, в частности о наличии локализованных куперовских пар и локальной фазовой когерентности.

Если внимательно посмотреть на получившиеся зависимости (рис. 51), то становится очевидна их схожесть с зависимостями дифференциального сопротивления от тянущего тока для сверхпроводящих образцов. Ведь там тоже сопротивление появляется скачком при достижении критического тока. Да и неизмеримо малое сопротивление сверхпроводника во многом аналогично неизмеримо малой проводимости нашего сверхизолятора. Но в сверхпроводящих квазидвумерных плёнках при повышении температуры наблюдается переход БКТ и аналогичный ему переход при увеличении магнитного поля. Данный переход хорошо иллюстрируется на зависимостях напряжения на образце в зависимости от протекающего тока. При этом при температурах выше температуры перехода БКТ выполняется закон Ома, а при  $T < T_{BKT}$  напряжение, падающее на образце пропорционально току в степени  $\alpha > 3$ . Для сверхизолятора аналогичная картина может появиться в зависимости от приложенного напряжения. Для получения таких зависимостей необходимо всего лишь проинтегрировать имеющиеся у нас зависимости дифференциальной проводимости. Результат этого интегрирования представлен на рисунке 52.

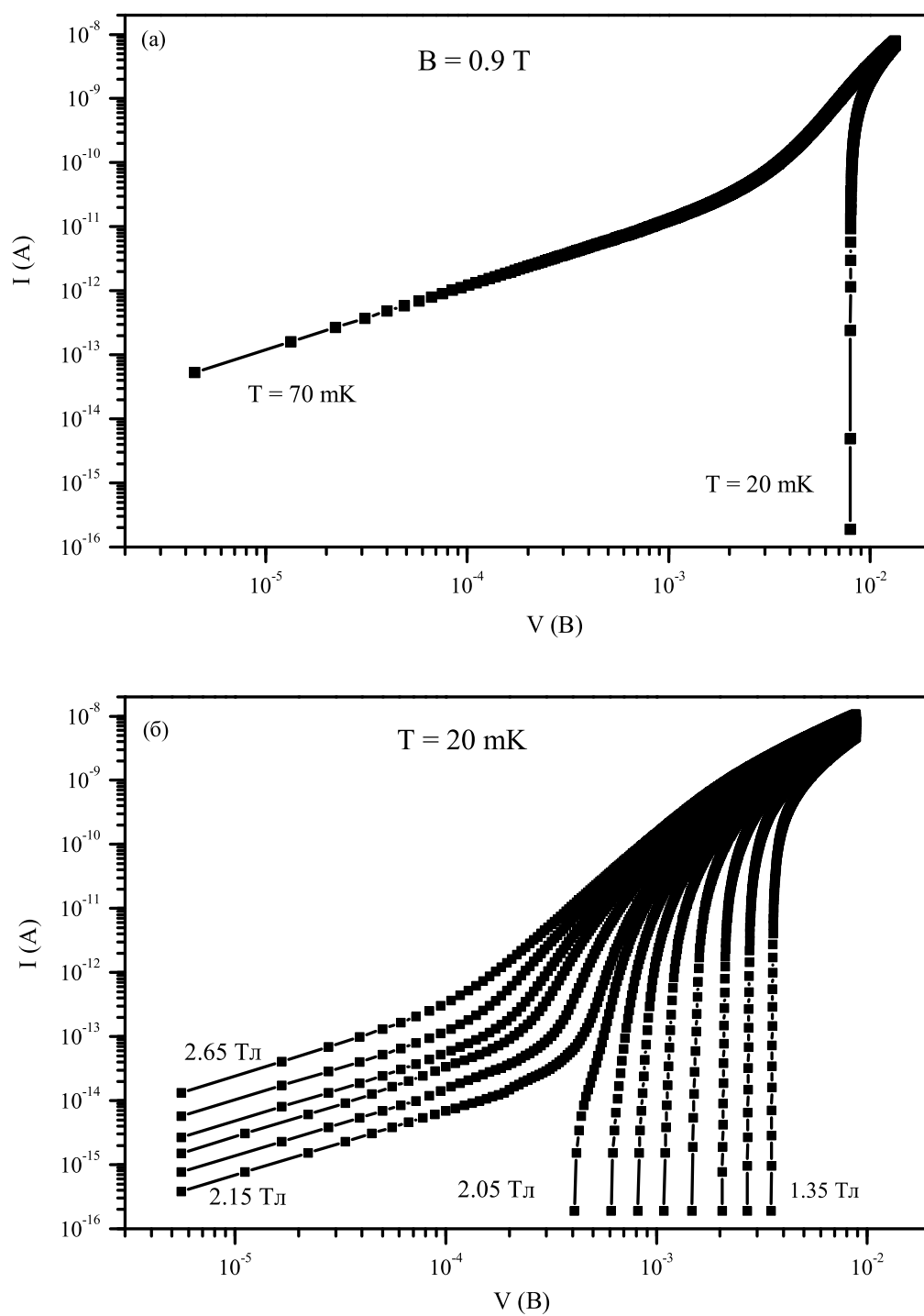


Рис. 52: (а) Вольтамперные зависимости  $T = 20$  и  $70$  мК. (б) Вольтамперные зависимости в магнитных полях  $B = 1.35, 1.45, 1.55, 1.65, 1.75, 1.85, 1.95, 2.05, 2.15, 2.25, 2.35, 2.45, 2.55$  и  $2.65$  Тл.

На рисунке 52а показаны вольтамперные характеристики при двух температурах  $T = 70$  и  $20$  мК в магнитном поле  $B = 0.9$  Т. При температуре  $T = 70$  мК постоянный ток через образец протекает при сколь угодно малом напряжении и линейно увеличивается при увеличении напряжения. При температуре  $T = 20$  мК ток оказывается неизмеримо малым вплоть до порогового напряжения. Это свидетельствует о существовании перехода в сверхдиэлектрическое состояние в этом интервале температур. Аналогичные вольтамперные характеристики получаются при интегрировании  $dI/dV(V_{dc})$  в различных магнитных полях (см. рис. 52б). В магнитных полях  $B \geq 2.15$  Т вольтамперные характеристики линейны при малых напряжениях, тогда как в магнитных полях  $B \leq 2.05$  Т ток возникает скачком при достижении порогового напряжения (если говорить строго, в магнитном поле  $B = 2.05$  Т постоянный ток  $I_{dc} \propto (V_{dc})^1$ , а в поле  $B = 1.95$  Т -  $I_{dc} \propto (V_{dc})^{40}$ ). Это свидетельствует о том, что при  $T = 20$  мК образец П1 переходит в состояние сверхизолятора в поле  $B < 2$  Т.

Схожее явление было обнаружено в работе [87] при исследовании вольтамперных характеристик плёнок InO, проявляющих магнитоиндуцированный переход сверхпроводник-изолятор. Оказалось, что в диэлектрическом режиме, индуцированным магнитным полем, зависимость дифференциальной проводимости  $dI/dV$  от напряжения смещения  $V_{dc}$  является (рис. 53а). Кроме того авторы измерили температурные зависимости дифференциальной проводимости  $dI/dV$  при различных напряжениях смещения  $V_{dc}$  в поле  $B = 2$  Т (рис. 53б). При нулевом напряжении смещения  $dI/dV$  растёт с ростом температуры, но при напряжении  $V_{dc} = 1.07$  мВ наблюдается пороговая зависимость  $dI/dV(T)$ : проводимость появляется скачком при некоторой тем-

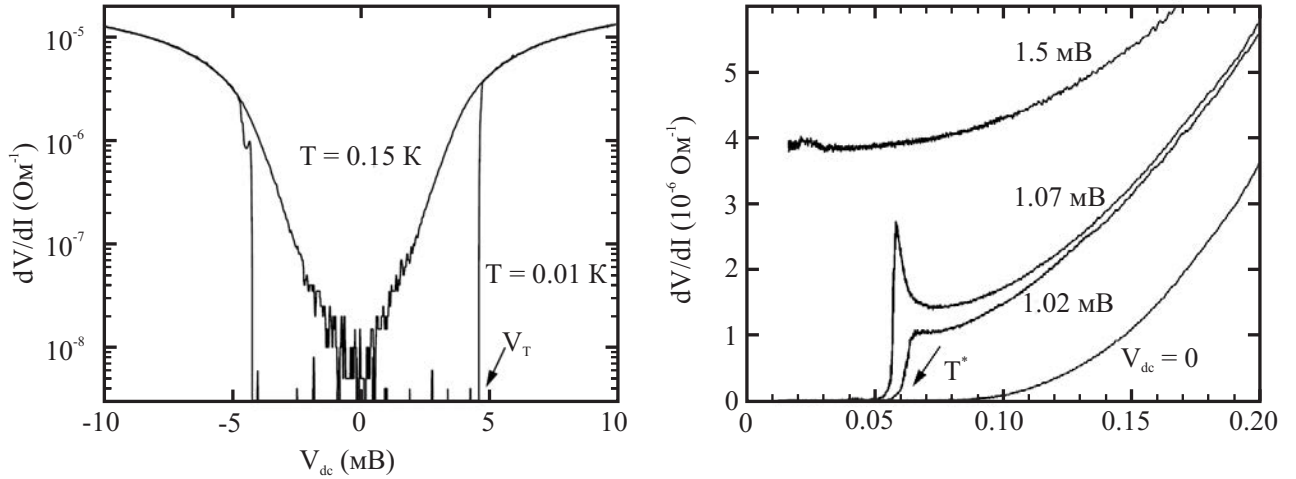


Рис. 53: Результаты низкотемпературных исследований плёнки  $\text{InO}_x$  из работы [87]. Слева: Зависимости дифференциальной проводимости  $dI/dV$  от напряжения смещения  $V_{dc}$  в магнитном поле  $B = 2$  Т при температурах  $T = 0.01, 0.15$  К. Для зависимости при  $T = 0.01$  К отмечено пороговое напряжение  $V_T$ . Справа: Температурные зависимости дифференциальной проводимости  $dI/dV$  в магнитном поле  $B = 2$  Т при напряжениях смещения  $V_{dc} = 0, 1.02, 1.07, 1.5$  мВ.  $T^*$  - пороговая температура.

пературе.

С ростом магнитного поля  $B$  величина порогового напряжения  $V_T$  увеличивается. Однако существует значение  $B$ , при превышении которого пороговое поведение исчезает, и  $dI/dV$  плавно увеличивается с ростом  $V_{dc}$ . В то же время, сверхпроводящая длина когерентности в плёнках  $\text{InO}$  в несколько раз меньше толщины плёнок, а гиперактивационное поведение сопротивления, связанное с зарядовым переходом БКТ, отсутствует. Это свидетельствует о трёхмерности плёнок  $\text{InO}$  и означает, что механизм возникновения пороговых вольтамперных характеристик отличается от механизма образования ВАХ в плёнках  $\text{TiN}$ .

Таким образом, в ходе исследования установлено наличие перехода от активационной к гиперактивационной температурной зависимости сопротивления плёнок TiN, находящихся на диэлектрической стороне перехода, указывающее на переход изолятор-сверхизолятор. Показано, что энергия активации и температура перехода в гиперактивационный режим немонотонно зависят от магнитного поля. Доказано существование критического магнитного поля и критического напряжения перехода в сверхизолятор. Установлено, что магнитолевая зависимость критического напряжения является немонотонной функцией магнитного поля.

## Заключение

Основные результаты квалификационной работы состоят в следующем:

1. В результате исследования температурных зависимостей сопротивления в нулевом магнитном поле плёнок нитрида титана обнаружено, что температура сверхпроводящего перехода уменьшается при увеличении сопротивления пленки при комнатной температуре, что согласуется с представлениями о подавлении сверхпроводимости беспорядком. Установлено, что в TiN при изменении степени беспорядка происходит прямой переход сверхпроводник-изолятор.
2. Проведен анализ температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления плёнок нитрида титана при  $T > T_c$ . Обнаружено, что температурная зависимость сопротивления плёнок при  $100 < T < 300$  К определяется эффектами слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале. Показано, что магнитосопротивление сверхпроводящих плёнок при  $T_c < T < 3T_c$ , главным образом, обусловлено подавлением когерентного рассеяния электронов, составляющих флуктуационную куперовскую пару (поправки Маки-Томпсона). Определена температурная зависимость частоты сбоя фазы. Обнаружено увеличение частоты сбоя фазы при температурах близких к  $T_c$ .
3. В рамках скейлинговой теории перехода сверхпроводник-изолятор и теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных сверхпроводящих систем проведён анализ зависимости сопротивления плёнок от температуры и магнитного поля при  $T < T_c$ . Показано, что все признаки магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-изолятор,

такие как наличие точки пересечения магнитополевых зависимостей сопротивления, отрицательное магнитосопротивление в сильных магнитных полях и выполнение скейлинговых соотношений, наблюдаются и в случае перехода сверхпроводник-нормальный металл, при условии, что магнитополевая и температурная зависимости сопротивления данного металла в значительной степени контролируются квантовыми поправками к проводимости. Получена температурная зависимость верхнего критического поля. Обнаружено отклонение  $B_{c2}(T)$  вверх от классической зависимости Вертхамера при  $T \rightarrow 0$ .

4. Установлено наличие перехода от активационной к гиперактивационной температурной зависимости сопротивления плёнок TiN, находящихся на диэлектрической стороне перехода сверхпроводник-изолятор, указывающее на реализацию зарядового перехода Березинского-Костерлица-Таулесса, низкотемпературную фазу которого мы называли сверхизолятором. Показано, что энергия активации и температура перехода в гиперактивационный режим зависят от магнитного поля. Обнаружено, что сильное магнитное поле приводит к разрушению диэлектрического состояния.
5. В результате исследования вольтамперных зависимостей плёнок, находящихся на диэлектрической стороне перехода сверхпроводник-изолятор, доказано существование критического магнитного поля и критического напряжения для сверхизолирующего состояния. Показано, что критическое напряжение зависит от температуры и магнитного поля.



Основные результаты опубликованы в работах [88–92].

В заключение выражаю благодарность своему научному руководителю к.ф.-м.н. Т.И. Батуриной за предоставленную научную тему и разностороннюю поддержку. Приношу благодарности дирекции ИФП СО РАН и лично д.ф.-м.н. академику РАН А.Л. Асееву за создание условий для проведения низкотемпературных исследований в Институте физики полупроводников. Автор признателен Д.Г. Подкорытову за помощь в организации экспериментов, Л.И. Фединой, Д.В. Щеглову и А.К. Гутаковскому за помощь в изучении структуры плёнок TiN, Л.А. Ненашевой и М.М. Качановой, участвовавшим в изготовлении образцов для исследований, а также А. Satta и М.Р. Бакланову из Interuniversity Microelectronic Center (Бельгия) за изготовление и предоставление плёнок нитрида титана. Благодарю Российский фонд фундаментальных исследований программе фундаментальных исследований РАН, финансовая поддержка которых безусловно способствовала эффективной работе.

## Список литературы

- [1] Shalnikov, A. *Superconducting Thin Films.* / A. Shalnikov // Nature. - (1938). - V. 142. - P. 74.
- [2] Шальников, А.И. *Сверхпроводящие свойства тонких металлических слоев.* / А.И. Шальников. // ЖЭТФ. - (1940). - Т. 10. - Вып. 6. - С. 630-640.
- [3] Abrikosov, A.A. / A.A. Abrikosov, L.P. Gorkov. // ЖЭТФ. - (1960). - Т. 39. - С. 1781.
- [4] Anderson, P.W. *Theory of dirty superconductors.* / P.W. Anderson. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. - (1959). - V. 11. - P. 26.
- [5] Strongin, M. *Destruction of Superconductivity in Disordered Near-Monolayer Films.* / M. Strongin, R.S. Thompson, O.F. Kammerer, J.E. Crow. // Physical Review B. - (1970). - V. 1. - P. 1078 - 1091.
- [6] Haviland, D.B. *Onset of superconductivity in the two-dimensional limit.* / D.B. Haviland, Y. Liu, A.M. Goldman. // Physical Review Letters. - (1989). - V. 62. - I. 18. - P. 2180-2183.
- [7] Варламов, А.А. *Теория флуктуаций в сверхпроводниках.* / Варламов А.А., Ларкин А.И. // М.: КДУ; Добросвет, 2007.
- [8] Hikami, S. *Spin-Orbit Interactions and Magnetoresistance in Two Dimensional Random System.* / S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. // Progress of Theoretical Physics. - (1980). - V. 63. - P. 707.

- [9] Altshuler, B.L. *Interaction Effects in Disordered Fermi Systems in Two Dimensions.* / B.L. Altshuler, A.G. Aronov, P.A. Lee. // *Physical Review Letters.* - (1980). - V. 44(19). - P. 1288-1291.
- [10] Альтшулер, Б.Л. *Об аномальном магнитосопротивлении в полупроводниках.* / Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. // *ЖЭТФ.* - (1981). - Т. 81. - Вып. 2. - С. 768.
- [11] Альтшулер, Б.Л. *Эффекты межэлектронного взаимодействия и проводимость неупорядоченных двумерных электронных систем.* / Б.Л. Альтшулер, А.А. Варламов, М.Ю. Рейзер. // *ЖЭТФ.* - (1983). - Т. 84. - Вып. 6. - С. 2280-2289.
- [12] Асламазов, Л.Г. *Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводника при температурах выше критической.* / Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин. // *ФТТ.* - (1968). - V. 10(4). - P. 1104.
- [13] Aslamasov, L.G. *The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of normal metal.* / L.G. Aslamasov, A.I. Larkin. // *Physics Letters A.* - (1968). - V. 26. - P. 238.
- [14] Maki, K. *The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors.* / K. Maki. // *Progress of Theoretical Physics.* - (1968). - V. 39(4). - P. 897.
- [15] Thompson, R.S. *Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors.* / R.S. Thompson. // *Physical Review B.* - (1970). - V. 1. - P. 327-333.

- [16] Lopes dos Santos, J.M.B. *Superconducting fluctuation conductivity in a magnetic field in two dimensions.* / J.M.B. Lopes dos Santos, E. Abrahams. // Physical Review B. - (1985). - V. 31. - N. 1. - P. 172-176.
- [17] Ларкин, А.И. *Магнетосопротивление двумерных систем.* / А.И. Ларкин. // Письма в ЖЭТФ. - (1980). - Т. 31. - Вып. 4. - С. 239-243.
- [18] Galitski, V.M. *Superconducting fluctuations at low temperature.* / V.M. Galitski, A.I. Larkin. // Physical Review B. - (2001). - V. 63. - P. 174506.
- [19] Helfand, E. *Temperature and purity dependence of the superconducting critical field,  $H_{c2}$ .* / E. Helfand, N.R. Werthamer. // Physical Review Letters. - (1964). - V. 13. - P. 686-688.
- [20] Helfand, E. *Temperature and Purity Dependence of the Superconducting Critical Field,  $H_{c2}$ . II* / E. Helfand, N.R. Werthamer. // Physical Review. - (1966). - V. 147. - N. 1. - P. 288-294.
- [21] Werthamer, N.R. *Temperature and Purity Dependence of the Superconducting Critical Field,  $H_{c2}$ . III. Electron Spin and Spin-Orbit Effects.* / N.R. Werthamer, E. Helfand, C. Hohenberg. // Physical Review. - (1966). - V. 147. - N. 1. - P. 295.
- [22] Maki, K. *The magnetic properties of superconducting alloys. II.* / K. Maki. // Physics. - (1964). - V. 1. - P. 127.
- [23] Maki, K. *Effect of Pauli Paramagnetism on Magnetic Properties of High-Field Superconductors.* / K. Maki. // Physical Review. - (1966). - V. 148(1). - P. 362-369.

- [24] Maekawa, S. *Localization Effects in Two-Dimensional Superconductors.* / S. Maekawa, H. Fukuyama. // Journal of the Physical Society of Japan. - (1982). - V. 51. - P. 1380.
- [25] Maekawa, S. *Upper Critical Field in Two-Dimensional Superconductors.* / S. Maekawa, H. Ebisawa, H. Fukuyama. // Journal of the Physical Society of Japan. - (1983). - V. 52. - P. 1352.
- [26] Takagi, H. *Anderson localization and superconducting transition temperature in two-dimensional systems.* / H. Takagi, Y. Kuroda. // Solid State Communications. - (1982). - V. 41. - P. 643.
- [27] Graybeal, J.M. *Localization and interaction effects in ultrathin amorphous superconducting films.* / J.M. Graybeal, M.R. Beasley. // Physical Review B. - (1984). - V. 29. - P. 4167-4169.
- [28] Финкельштейн, А.М. *О температуре сверхпроводящего перехода в аморфных плёнках.* / А.М. Финкельштейн. // Письма в ЖЭТФ. - (1987). - Т. 45. - Вып. 1. - С. 37-40.
- [29] Finkel'stein, A.M. *Suppression of superconductivity in homogeneously disordered systems.* / A.M. Finkel'stein. // Physica B. - (1994). - V. 197. - P. 636.
- [30] Fisher, M.P.A. *Presence of quantum diffusion in two dimensions: universal resistance at the superconductor-insulator transition.* / M.P.A. Fisher, G. Grinstein, S.M. Girvin. // Physical Review Letters. - (1990). - V. 64(5). - P. 587-590.

- [31] Fisher, M.P.A. *Quantum phase transitions in disordered two - dimensional superconductors.* / M.P.A. Fisher. // Physical Review Letters. - (1990). - V. 65. - P. 923-927.
- [32] Shahar, D. *Superconductivity near mobility edge.* / D. Shahar, Z. Ovadyahu. // Physical Review B. - (1992). - V. 46. - P. 10917-10923.
- [33] Liu, Y. *Scaling of the insulator-to-superconductor transition in ultrathin amorphous Bi films.* / Y. Liu, K.A. McGreer, B. Nease, D.B. Haviland, G. Martinez, J.W. Halley, A.M. Goldman. // Physical Review Letters. - (1991). - V. 67. - P. 2068-2071.
- [34] Marković, N. *Thickness-magnetic field phase diagram at the superconductor-insulator transition in 2D.* / N. Marković, C. Christiansen, A.M. Goldman. // Physical Review Letters. - (1998). - V. 81. - P. 5217-5220.
- [35] Bielejec, E. *Anisotropic magnetoconductance in quench-condensed ultrathin beryllium films.* / E. Bielejec, J. Ruan, W. Wu. // Physical Review Letters. - (2001). - V. 63. - P. 100502.
- [36] Okuma, S. *Anomalous magnetoresistance near the superconductor - insulator transition in ultrathin films of  $\alpha$ - $Mo_xSi_{1-x}$ .* / S. Okuma, T. Terashima, N. Kokubo. // Physical Review B. - (1998). - V. 58. - P. 2816-2819.
- [37] Okuma, S. *Superconductor-insulator transition driven by magnetic field and disorder in two-dimensional  $Mo_xSi_{1-x}$ .* / S. Okuma, T. Terashima, N. Kokubo. // Solid State Communications. - (1997). - V. 106. - P. 529.

- [38] Tanda, S. *Bose-glass – vortex-glass phase transition and dynamic scaling for high- $T_c$   $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$  thin films.* / S. Tanda, S. Ohzeki, T. Nakayama. // Physical Review Letters. - (1992). - V. 69(3). - P. 530.
- [39] Mandrus, D. *Two-dimensional electron localization in bulk single crystals of  $Bi_2Sr_2Y_xCa_{1-x}Cu_2O_8$ .* / D. Mandrus, L. Forro, C. Kendziora, L. Mihaly. // Physical Review B. - (1991). - V. 44(5). - P. 2418-2421.
- [40] Hebard, A.F. *Magnetic-field-tuned superconductor - insulator transitions in two-dimensional films.* / A.F. Hebard, M.A. Paalanen. // Physical Review Letters. - (1990). - V. 65(7). - P. 927-930.
- [41] Gantmakher, V.F. *Scaling analysis of the magnetic-field-tuned quantum transition in superconducting amorphous In-O films.* / V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, V.T. Dolgoplov, G.E. Tsydynzharov, A.A. Shashkin. // Письма в ЖЭТФ. - (2000). - Т. 71. - Вып. 4. - С. 231-237.
- [42] Gantmakher, V.F. *Destruction of localized electron pairs above the magnetic-field-driven superconductor-insulator transition in amorphous In-O films.* / V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, V.T. Dolgoplov, G.E. Tsydynzharov, A.A. Shashkin. // Письма в ЖЭТФ. - (1998). - Т. 68. - Вып. 4. - P. 337-342.
- [43] Gantmakher, V.F. *Width of the zero-field superconducting resistive transition in the vicinity of the localization threshold.* / V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov. // Письма в ЖЭТФ. - (2001). - Т. 73. - Вып. 3. - P. 148-152.
- [44] Bielejec, E. *Field-Tuned Superconductor-Insulator Transition with and*

- without Current Bias.* / E. Bielejec, W. Wu. // Physical Review Letters. - (2002). - V. 88(20). - P. 206802.
- [45] Butko, V.Yu. *Quantum metallicity in a two-dimensional insulator.* / V.Yu. Butko, P.W. Adams. // Nature. - (2001). - V. 409. - P. 161-164.
- [46] Sambandamurthy, G. *Superconductivity-Related Insulating Behavior.* / G. Sambandamurthy, L.W. Engel, A. Johansson, D. Shahar. // Physical Review Letters. - (2004). - V. 92. - P. 107005.
- [47] Ghosal, A. *Role of Spatial Amplitude Fluctuations in Highly Disordered s-Wave Superconductors.* / A. Ghosal, M. Randeria, N. Trivedi. // Physical Review Letters. - (1998). - V. 81. - P. 3940-3943.
- [48] Ghosal, A. *Inhomogeneous pairing in highly disordered s-wave superconductors.* / A. Ghosal, M. Randeria, N. Trivedi. // Physical Review B. - (2001). - V. 65. - P. 014501.
- [49] White, A.E. *Destruction of superconductivity in quench-condensed two-dimensional films.* / A.E. White, R.C. Dynes, J.P. Garno. // Physical Review B. - (1986). - V. 33. - P. 3549-3552.
- [50] Gantmakher, V.F. *Giant negative magnetoresistance in semi-insulating amorphous indium oxide films in strong magnetic fields.* / V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, J.G.S. Lok, A.K. Geim. // ЖЭТФ. - (1996). - T. 109. - C. 1765-1778.
- [51] Steiner, M. *Superconductivity in the insulating phase above the field-tuned superconductor-insulator transition in disordered indium oxide films.* / M. Steiner, A. Kapitulnik. // Physica C. - (2005). - V. 422. - P. 16-26.



- [52] Yazdani, A. *Superconducting-insulating transition in two-dimensional  $\alpha$ -MoGe thin films.* / A. Yazdani, A. Kapitulnik. // Physical Review Letters. - (1995). - V. 74. - P. 3037-3040.
- [53] Mason, N. *Dissipation effects on the superconductor-insulator transition in 2-D superconductors.* / N. Mason, A. Kapitulnik. // Physical Review Letters. - (1999). - V. 82. - P. 5341.
- [54] Mason, N. *Superconductor-Insulator transitions in a capacitively coupled dissipative environment.* / N. Mason, A. Kapitulnik. // Physical Review B. - (2002). - V. 65. - P. 220505.
- [55] Johansson, B.O. *Growth and properties of single crystal TiN films deposited by reactive magnetron sputtering.* / B.O. Johansson, J.-E. Sundgren, J.E. Greene, A. Rockett, S.A. Barnett. // The Journal of Vacuum Science and Technology A. - (1985). - V. 3. - P. 303-307.
- [56] Spengler, W. *Raman scattering, superconductivity, and phonon density of states of stoichiometric and nonstoichiometric  $TiN_t$ .* / W. Spengler, R. Kaiser, A.N. Christensen, G. Muller-Voght. // Physical Review B. - (1978). - V. 17. - P. 1095-1101.
- [57] Höchst, H. *Photoemission study of the electronic structure of stoichiometric and substoichiometric TiN and ZrN.* / H. Höchst, R.D. Bringans, P. Steiner, Th. Wolf. // Phys. Rev. B. - (1982). - V. 25. - P. 7183 - 7191.
- [58] Bilz, H. *Electronic states of hard materials with sodium chloride structure.* / Heinz Bilz. // Zeitschrift für Physik. - (1958). - V. 153. - P. 338.

- [59] Ern, V. *Electronic band structure of TiC, TiN, and TiO.* / V. Ern and A.C. Switendick. // Physical Review. - (1965). - V. 137(6A). - P. 1927-1938.
- [60] Slater, J.C. *An augmented plane wave method for the periodic potential problem.* / J.C. Slater. // Physical Review. - (1953). - V. 92. - P. 603-608.
- [61] Ahuja, R. *Structural, elastic, and high-pressure properties of cubic TiC, TiN, and TiO.* / R. Ahuja, O. Eriksson, J.M. Wills, B. Johansson. // Physical Review B. - (1996). - V. 53. - P. 3072-3079.
- [62] Tsai, W. *Temperature dependence of the electrical resistivity of reactively sputtered TiN films.* / W. Tsai, M. Delfino, J.A. Fair, D. Hodul. // Journal of applied physics. - (1993). - V. 73. - P. 4462-4467.
- [63] Seguchi, Y. *Reentrant Transition in Thin-Film Superconductors of TiN under Spin Paramagnetic Limitation.* / Y. Seguchi, T. Tsuboi, T. Kawahara, T. Suzuki. // Journal of the Physical Society of Japan. - (1995). - V. 64. - P. 4544-4546,.
- [64] Suzuki, T. *Fermi Liquid Effect on Tricritical Superconducting Transitions in Thin TiN Films under the Spin Paramagnetic Limitation.* / T. Suzuki, Y. Seguchi, T. Tsuboi. // Journal of the Physical Society of Japan. - (2000). - V. 69. - P. 1462-1471,.
- [65] Hadacek, N. *Double reentrant superconductor-insulator transition in thin TiN films.* / N. Hadacek, M. Sanquer, J.-C. Villégier. // Physical Review B. - (2004). - V. 69. - P. 024505.
- [66] Escoffier, W. *Anomalous Proximity Effect in an Inhomogeneous Disordered*

- Superconductor.* / W. Escoffier, C. Chapelier, N. Hadacek, J.-C. Villégier.  
// Physical Review Letters. - (2004). - V. 93. - P. 217005.
- [67] Patsalas, P. *Combined electrical and mechanical properties of titanium nitride thin films as metallization materials.* / P. Patsalas, C. Charitidis, S. Logothetidis, C.A. Dimitriadis, O. Valassiades. // Journal of Applied Physics. - (1999). - V. 86. - P. 5296-5298.
- [68] Satta, A. *Properties of the TiN thin film deposited by ALCVD as barrier for Cu metalization.* / A. Satta, G. Beyer, K. Maex, K. Elers, S. Haukka, A. Vantomme. // Materials Research Society Symposium Proceedings. - (2000). - V. 612. - P. D6.5.1.-D6.5.6.
- [69] Haukka, S. *Atomic layer CVD for continuously shrinking devices.* / S. Haukka, K-E. Elers, M. Touminen. // Materials Research Society Symposium Proceedings. - (2000). - V. 612. - P. D6.4.1.-D6.4.6.
- [70] Haukka, S. *Adsorption controlled preparation of heterogeneous catalysts.* / S. Haukka, E.-L. Lakomaa, T. Suntola. // Studies in Surface Science and Catalysis. - (1999). - V. 120(A). - P. 715.
- [71] Kytokivi, A. *Reaction of HMDS  $TiCl_4$ ,  $ZrCl_4$ , and  $AlCl_3$  with silica as interpreted from low-frequency diffuse.* / A. Kytokivi, S. Haukka. // The Journal of Physical Chemistry B. - (1997). - V. 101(49). - P. 10365-10372.
- [72] Lindblad, M. *Processing of catalysts by atomic layer epitaxy: modification of supports.* / M. Lindblad, S. Haukka, A. Kytokivi. // Applied Surface Science. - (1997). - V. 121. - P. 286.

- [73] Haukka, S. *Advanced materials processing by adsorption controll.* / S. Haukka, T. Suntola. // Interface Science. - (1997). - V. 5(2-3). - P. 119-128.
- [74] Kanda, A. *Precursor of charge KTB transition in normal and superconducting tunnel junction array.* / A. Kanda, S. Kobayashi. // Journal of the Physical Society of Japan. - (1995). - V. 64. - P. 19-21.
- [75] Yamaguchi, T. *Two-dimensional arrays of small Josephson junctions with regular and random defects.* / T. Yamaguchi, R. Yagi, S. Kobayashi, Y. Ootuka. // Journal of the Physical Society of Japan. - (1998). - V. 67. - P. 729-731.
- [76] Gordon, J. M. *Tinkham M. Divergent phase-breaking rate in aluminum films from magnetoresistance measurements.* / J.M. Gordon, C.J. Lobb. // Physical Review B. - (1984). - V. 29. - P. 5232-5235.
- [77] Gordon, J. M. *Electron inelastic scattering in aluminum films and wires at temperatures near the superconducting transition.* / J.M. Gordon, A.M. Goldman. // Physical Review B. - (1986). - V. 34. - P. 1500-1507.
- [78] Okuma, S. *Superconducting Properties of Disordered Films of Zn.* / S. Okuma, F. Komori, Y. Ootuka, S. Kobayashi. // Journal of the Physical Society of Japan. - (1983). - V. 52. - P. 2639.
- [79] Hebard, A.F. *Pair-breaking model for disorder in two-dimensional superconductors.* / A.F. Hebard, M.A. Paalanen. // Physical Review B. - (1984). - V. 30. - P. 4063-4066.
- [80] Mackenzie, A.P. *Resistive upper critical field of  $Tl_2Ba_2CuO_6$  at low temperatures and high magnetic fields.* / A.P. Mackenzie, S.R. Julian,

- G.G. Lonzarich, A. Carrington, S.D. Hughes, R.S. Liu, D.S. Sinclair. // Physical Review Letters. - (1993). - V. 71. - P. 1238-1241.
- [81] Osofsky, M.S. *Anomalous temperature dependence of the upper critical magnetic field in Bi-Sr-Cu-O.* / M.S. Osofsky, R.J. Soulen, Jr., S.A. Wolf, J.M. Broto, H. Rakoto, J.C. Ousset, G. Coffe, S. Askenazy, P. Pari, I. Bozovic, J.N. Eckstein, G.F. Virshup. // Physical Review Letters. - (1993). - V. 71. - P. 2315-2318.
- [82] Smith, R.A. *Upper critical field in disordered two-dimensional superconductors.* / R.A. Smith, B.S. Handy, V. Ambegaokar. // Physical Review B. - (2000). - V. 61. - P. 6352-6359.
- [83] Spivak, B. *Mesoscopic Effects in Disordered Superconductors near  $H_{c2}$ .* / B. Spivak, F. Zhou. // Physical Review Letters. - (1995). - V. 74. - P. 2800-2803.
- [84] Иоффе, Л.Б. *Свойства сверхпроводников с размытой температурой перехода.* / Л.Б. Иоффе, А.И. Ларкин. // ЖЭТФ. - (1981). - V. 81. - P. 707-718.
- [85] Galitski, V.M. *Disorder and Quantum Fluctuations in Superconducting Films in Strong Magnetic Fields.* / V.M. Galitski, A.I. Larkin. // Physical Review Letters. - (2001). - V. 87. - P. 087001.
- [86] Финкельштейн, А.М. *О температуре сверхпроводящего перехода в аморфных пленках.* / А.М. Финкельштейн. // Письма в ЖЭТФ. - (1987). - Т. 45. - Вып. 1. - С. 37-40.

- [87] Sambandamurthy, G. *Experimental Evidence for a Collective Insulating State in Two-Dimensional Superconductors.* / G. Sambandamurthy, L.W. Engel, Johansson, E. Peled, D. Shahar. // Physical Review Letters. - (2005). - V. 94. - P. 017003.
- [88] А.Ю. Миронов, Т.И. Батурина. *Квантовые эффекты в проводимости сверхпроводящих пленок нитрида титана при  $T > T_c$*  / // Вестник НГУ. Серия: Физика. - (2007). - Т. 2. - С. 82-87.
- [89] Т.И. Baturina, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur, M.R. Baklanov, C. Strunk, *Localized Superconductivity in the Quantum-Critical Region of the Disorder-Driven Superconductor-Insulator Transition in TiN Thin Films* / // Physical Review Letters. - (2007). - V. 99. - P. 257003.
- [90] Т.И. Baturina, A. Bilusic, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur, M.R. Baklanov, C. Strunk, *Quantum-critical region of the disorder-driven superconductor-insulator transition* / // Physica C. - (2008). - V. 468. - P. 316-321.
- [91] V.M. Vinokur, Т.И. Baturina, M.V. Fistul, A.Yu. Mironov, M.R. Baklanov, C. Strunk, *Superinsulator and quantum synchronization* / // Nature. - (2008). - V. 452. - P. 613-615.
- [92] Т.И. Baturina, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur, M.R. Baklanov, C. Strunk, *Hyperactivated resistance in TiN films on the insulating side of the disorder-driven superconductor-insulator transition* / // Письма в ЖЭТФ. - (2008). - Т. 88. - С. 867-872.