

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П. Н. ЛЕБЕДЕВА  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи  
УДК 538.9

Кузьмичева Татьяна Евгеньевна

**АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ  
ОКСИПНИКТИДОВ ЖЕЛЕЗА**

Специальность — 01.04.07  
Физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2014

Работа выполнена в отделении физики твердого тела Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
**Пудалов Владимир Моисеевич**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
**Рахманов Александр Львович**

кандидат физико-математических наук  
**Цетлин Михаил Борисович**

Ведущая организация: Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН

Защита состоится « 9 » февраля 2015 года в 12:00 на заседании диссертационного совета Д 002.023.03 при ФИАН по адресу: 119991, Москва, Ленинский проспект, 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН и на сайте [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru).

Автореферат разослан «    » \_\_\_\_\_ 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
Д 002.023.03 при ФИАН

доктор физико-математических наук

**Казарян Мишик Айразатович**

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования

Одним из ключевых, но весьма неожиданных событий в истории физики твердого тела стало создание группой Хосоно в 2008 году высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) на основе железа —  $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$  [1]. Известно, что присутствие магнитных атомов подавляет сверхпроводимость, поэтому возможность построения сверхпроводниковой структуры, содержащей атомы железа, никогда всерьез не рассматривалась. Так, синтезированный двумя годами ранее  $\text{LaOFeP}$  [2] остался без внимания: его критическая температура оказалась невысокой, всего 4.5 К. Однако, известие о том, что в результате допирования фтором  $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$  переходит в сверхпроводящее состояние при  $T_C = 26$  К [1] произвело настоящий «бум», сравнимый с открытием ВТСП-купратов: появилось множество теоретических и экспериментальных работ по всестороннему изучению свойств оксипниктида лантана. Вскоре были синтезированы аналогичные соединения на основе практически всех редкоземельных металлов,  $T_C$  достигли 57.5 К [3], а семейство в целом стали обозначать последовательностью коэффициентов стехиометрической формулы — 1111.

По своей структуре оксипниктиды квазидвумерны и схожи с купратами: их элементарная ячейка представляет собой стопку сверхпроводящих слоев Fe-As, чередующихся в *c*-направлении со спейсерами — несверхпроводящими блоками оксидов Ln-O (*Ln* — лантаноид). Путем изменения структуры спейсеров было синтезировано еще четыре семейства пниктидов [4–7]: система 122 вида  $A\text{Fe}_2\text{Pn}_2$  с  $T_C \sim 40$  К (где  $A = \text{Ba}, \text{K}, \text{Sr}$ ;  $\text{Pn}$  — пниктид;), система 111 —  $\text{LiFeAs}$  ( $T_C \sim 17$  К), перовскито-подобные  $\text{Fe}_2\text{P}_2\text{Sr}_4\text{Sc}_2\text{O}_6$ ,  $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_3\text{As}_8)\text{Fe}_2\text{As}_2$  и  $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_4\text{As}_8)(\text{Fe}_2\text{As}_2)_5$  и недавно созданные 112-материалы  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ln}_x\text{FeAs}_2$  с  $T_C$  до 43 К. Вскоре было найдено объяснение сверхпроводимости в системах на основе железа: оказалось, что допирование или внешнее давление разрушают дальний магнитный порядок [8,9].

Сегодня, несмотря на то что с момента открытия «железной» сверхпроводимости прошло восемь лет, многие ее аспекты остаются неясными. До сих пор не установилось единое мнение о механизме сверхпроводимости, количестве и типах симметрии параметров порядка. Теоретические исследования природы сверхпроводимости пниктидов пока далеки от завершения. Для объяснения явления сверхпроводимости в железосодержащих материалах, помимо электрон-фо-

нонного взаимодействия, рассматриваются спин-флуктуационный и орбитально-флуктуационный механизмы, на основе которых предложены различные типы симметрии параметра порядка, т.н.  $s^{++}$ - и  $s^{\pm}$ -модель. Однако на данный момент ни одна из них не получила надежного экспериментального подтверждения.

Ключевую роль в определении механизма сверхпроводимости пниктидов, очевидно, играет точность измерения важнейших энергетических параметров — сверхпроводящих щелей и энергии магнитного резонанса. Существующие экспериментальные данные крайне противоречивы. Особенности пниктидов — анизотропия транспортных и сверхпроводящих свойств, наличие заряда на поверхности 1111-образцов, сложность изготовления монокристаллов больших размеров и недостаточная их однородность — существенно усложняют проведение исследований, обуславливая колоссальный разброс экспериментальных данных. В частности, величины характеристических отношений теории БКШ для системы 1111, экспериментально полученные на сегодня, отличаются более чем в шесть раз.

### Цель работы

Основной целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование особенностей многощелевого сверхпроводящего состояния оксипниктидов (семейства 1111)  $\text{LaO}(\text{F})\text{FeAs}$ ,  $\text{GdO}(\text{F})\text{FeAs}$ ,  $\text{Sm}(\text{Th})\text{OFeAs}$  и  $\text{CeO}(\text{F})\text{FeAs}$  с помощью методик, локально определяющих величины сверхпроводящих щелей в объеме материала с высокой точностью. Мы использовали андреевскую и внутреннюю андреевскую спектроскопию (основанную на эффекте внутренних многократных андреевских отражений [10], типичном для слоистых сверхпроводников) для определения величин и температурных зависимостей параметров порядка  $\Delta_{L,S}$ , характеристических отношений теории БКШ  $2\Delta_{L,S}/k_B T_C$ , оценки относительных констант внутризонного и межзонного взаимодействия и сравнения сверхпроводящих свойств оксипниктидов в широком интервале критических температур  $T_C$ .

Конкретные задачи диссертационной работы включали:

1. проверку применимости техники “break-junction” (контакт на микротрещине) для реализации SnS-андреевской спектроскопии на поликристаллических образцах сверхпроводников семейства 1111 и реализации эффекта *внутренних* многократных андреевских отражений в стопочных контактах в оксипниктидах на основе различных лантаноидов;

2. определение количества, величин и типа симметрии сверхпроводящих параметров порядка;
3. измерение температурных зависимостей сверхпроводящих щелей  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ ; сопоставление экспериментальных данных с двухзонной моделью Москаленко и Сула;
4. оценку относительных величин внутризонных и межзонных констант электрон-бозонного взаимодействия  $\lambda_{ij}^{\text{norm}} = \lambda_{ij}/\lambda_{LL}$ , «собственных»  $T_C^i$  для каждого конденсата ( $i, j = L, S$ ; в гипотетическом случае отсутствия межзонного взаимодействия  $V_{LS} = 0$ );
5. определение зависимости величин сверхпроводящих щелей, характеристических отношений  $2\Delta_i/k_B T_C$ , «собственных»  $2\Delta_{L,S}/k_B T_C^i$  ( $V_{LS} = 0$ ) и  $\lambda_{ij}^{\text{norm}}$  от критической температуры  $T_C$  для исследуемых оксипниктидов различного состава.

Научная новизна работы и положения, выносимые на защиту

В результате проведенных исследований:

1. В сверхпроводящих оксипниктидах *впервые* обнаружен эффект внутренних многократных андреевских отражений, указывающий на квазидвумерный характер сверхпроводимости.
2. Установлено, что сверхпроводимость в  $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ,  $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ,  $\text{GdO}_{1-\delta}\text{FeAs}$ ,  $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$  и  $\text{CeO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$  имеет двухщелевой характер; с помощью андреевской и внутренней андреевской спектроскопии определены величины двух сверхпроводящих щелей и их характеристических отношений  $2\Delta_i/k_B T_C$ , обнаружена анизотропия большой щели  $\Delta_L$  порядка 20–30 % и отсутствие нулей у малой щели  $\Delta_S(\theta)$ .
3. Определены температурные зависимости сверхпроводящих щелей  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$  для исследованных оксипниктидов. Установлено, что обе щели обращаются в нуль при единой  $T_C$ ; температурная зависимость большой щели  $\Delta_L(T)$  удовлетворительно описывается однощелевой БКШ-моделью, в то время как поведение малой щели  $\Delta_S(T)$  не соответствует стандартной БКШ-функции вследствие межзонного взаимодействия (эффекта близости в  $k$ -пространстве); зависимости  $\Delta_{L,S}(T)$  однозначно отвечают двухзонной модели Москаленко и Сула [11,12].
4. Обнаружен скейлинг обеих щелей и критической температуры  $T_C$  для оксипниктидов различного состава. Характеристическое отношение  $2\Delta_L/k_B T_C \approx 5.2$ ,

превосходящее БКШ-предел слабой связи, и соотношение констант связи  $\lambda_{LL} : \lambda_{SS} : |\lambda_{LS}| : |\lambda_{SL}| \approx 1 : 0.65 : 0.27 : 0.03$  остаются примерно постоянными для всех исследованных материалов в интервале  $21 \text{ K} \leq T_C \leq 50 \text{ K}$ .

5. Оценены «собственные» характеристические отношения для каждого из конденсатов  $2\Delta_L/k_B T_C^L \approx 4.5$ ,  $2\Delta_S/k_B T_C^S \approx 4$  (где  $T_C^{L,S}$  — собственные критические температуры конденсатов в гипотетическом случае  $V_{LS} = 0$ ), отвечающие случаю сильного электрон-бозонного взаимодействия. Установлено, что сверхпроводящие свойства семейства 1111 определяет, в основном, внутризонное взаимодействие  $V_{ii} \gg V_{ij}$ .
6. Экспериментально подтверждено, что спейсеры структуры Ln-O играют роль зарядовых резервуаров, а вариация их состава (изменение уровня допирования или замена образующего лантаноида *Ln*) меняет только плотность состояний на уровне Ферми в каждой из зон, не влияя на межзонную силу связи  $V_{LS}$  и механизм сверхпроводимости оксипниктидов в широком диапазоне  $T_C$ .

Практическая ценность полученных в диссертационной работе результатов заключается в том, что они вносят существенный вклад в понимание физики сверхпроводимости для класса железосодержащих сверхпроводников, а также способствуют решению вопросов оптимизации сверхпроводящих свойств железосодержащих оксипниктидов.

#### Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях:

1. Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам (Ломоносов-2009), секция «Физика», Россия, Москва, 14–17 апреля 2009,
2. VII Курчатовской молодежной научной школе, Россия, Москва, 10–12 ноября 2009,
3. Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам (Ломоносов-2010), секция «Физика», Россия, Москва, 12–15 апреля 2010,
4. Taiwan-Russia Joint Symposium “Magnetism, Superconductivity, and the Electronic Structure in Low Dimensional Systems”, Тайвань, Синьчжу — Гаосюн, 8–11 октября 2010,

5. VIII Курчатовской молодежной научной школе, Россия, Москва, 22–25 ноября 2010,
6. XV Международном симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника», Россия, Нижний Новгород, 14–18 марта 2011,
7. Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам (Ломоносов-2011), секция «Физика», Россия, Москва, 11–15 апреля 2011,
8. XVIII Symposium on Condensed Matter Physics (SFKM-2011), Сербия, Белград, 18–22 апреля, 2011,
9. The International Conference on Strongly Correlated Electronic Systems (SCES'11) Commemorating 100 Years of Superconductivity, Великобритания, Кембридж, 29 августа – 3 сентября 2011,
10. Superconducting Centennial Conference, Нидерланды, Гаага, 19–23 сентября 2011,
11. IV Международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС'11, Россия, Звенигород, 3–7 октября 2011,
12. V Всероссийской молодежной конференции «Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики», Россия, Москва, 14–15 ноября 2011,
13. Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам (Ломоносов-2012), секция «Физика», Россия, Москва, 11 апреля 2012,
14. Phase Separation and Superstripes in High Temperature Superconductors and Related Materials, Италия, Эриче, 11–17 июля 2012,
15. X Курчатовской молодежной научной школе, Россия, Москва, 23–26 октября 2012,
16. XIV Школе молодых ученых «Актуальные проблемы физики», Россия, Звенигород, 11–15 ноября 2012,
17. Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам (Ломоносов-2013), секция «Физика», Россия, Москва, 11 апреля 2013,
18. Quantum in complex matter (Superstripes 2013), Италия, Искья, 27 мая – 1 июня 2013,

19. Трехстороннем семинаре (Россия — Германия — Украина) по ВТСП: железосодержащие сверхпроводники, Россия, Звенигород, 29 сентября – 2 октября 2013,
20. 11 Курчатовской молодежной научной школе, Россия, Москва, 11–15 ноября 2013
21. V Всероссийской молодежной конференции по фундаментальным вопросам современной физики, Россия, Москва, 10–15 ноября 2013,
22. XXI Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Россия, Москва, 7–11 апреля 2014,
23. XII Конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Россия, Троицк, 19 июня 2014,
24. 12 Курчатовской молодежной научной школе, Россия, Москва, 28–31 октября 2014,
25. XIV Школе молодых ученых «Актуальные проблемы физики», Россия, Москва, 16–20 ноября 2014.

#### Публикации и личный вклад автора

По материалам диссертации опубликовано 9 статей, список которых приведен в конце автореферата, и 30 тезисов и трудов конференций. В диссертации представлены данные, полученные самим автором или при ее непосредственном участии. Личный вклад автора состоит в проведении экспериментов, обработке данных, их систематизации и апробации, подготовке основных публикаций по теме диссертации.

#### Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, выводов и списка литературы. Первая глава содержит краткий литературный обзор по теме исследования, вторая глава — описание экспериментальной установки, техники создания контактов на микротрещине (“break-junction”) и методов андреевской и внутренней андреевской спектроскопии сверхпроводниковых образцов. Третья и четвертая главы содержат оригинальные результаты, полученные автором. Объем диссертации 162 страницы, включая 61 рисунок, 5 таблиц, оглавление и список литературы из 209 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

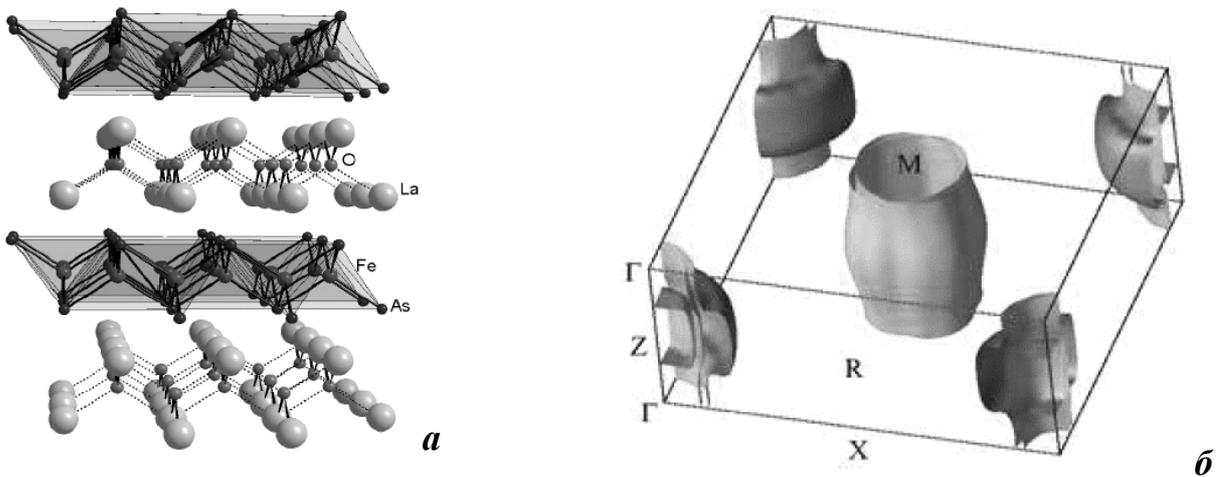
Во введении обоснована актуальность выбранной темы диссертации, сформулированы задачи исследований и дан анализ научной новизны полученных результатов и их практической ценности. Описывается структура диссертации, приведен список опубликованных печатных работ по теме диссертации.

В первой главе диссертации содержится краткий обзор литературы по структуре и физическим свойствам соединений  $LnO_{1-x}F_xFeAs$  ( $Ln$  — лантаноид), а также особенностям двухщелевого сверхпроводящего состояния. Обсуждаются основные теоретические модели сверхпроводимости в системе, содержащей магнитные атомы, и их экспериментальная проверка.

Оксипниктиды  $LnOTrPn$  ( $Tr$  — переходный металл,  $Pn$  — пниктид) имеют при комнатной температуре тетрагональную решетку (пространственная группа симметрии  $P4/nmm$ ), показанную схематически на рис. 1(а) [13]. Для всех рассматриваемых в данной работе соединений  $Tr = Fe$ ,  $Pn = As$ . Структура оксипниктидов квазидвумерна: элементарная ячейка состоит из блоков Fe-As, чередующихся вдоль  $c$ -направления с блоками Ln-O, или спейсерами, согласно ионной формуле  $Ln^{+3}O^{-2}Tr^{+2}Pn^{-3}$  (рис. 1(а)). Внутрислоевые и межслоевые связи носят ковалентный и ионный характер, соответственно. Этим обусловлена сильная анизотропия проводящих свойств соединений 1111. Атомы Fe составляют плоскую квадратную решетку, при этом пниктидные атомы расположены выше и ниже этой плоскости, образуя тетраэдры с атомами железа в центре. Стехиометрические оксипниктиды обладают дальним магнитным порядком (основное состояние — волна спиновой плотности), который исчезает при допировании или под давлением, что приводит к возникновению сверхпроводимости [8,9]. Максимальная критическая температура, достигнутая на данный момент как для 1111-материалов, так и для железосодержащих сверхпроводников в целом (не считая одиночных слоев FeSe), составляет  $T_C = 57.5$  К [3].

Зонные расчеты показали [4–7,14], что в пниктидах сосуществуют электронные и дырочные квазидвумерные зоны, а поверхности Ферми состоят из слабо гофрированных вдоль  $c$ -направления цилиндров, расположенных около  $\Gamma$  и  $M$  точек (рис. 1(б)). Экспериментально обнаружено, что при температурах ниже  $T_C$  в железосодержащих пниктидах могут образовываться несколько сверхпроводящих конденсатов. Основной вклад в плотность состояний на уровне Ферми вносят  $3d$ -орбитали железа, обеспечивая высокую проводимость системы в ме-

таллическом состоянии; энергии орбиталей Ln, O и As удалены от уровня Ферми. В работе [15] был обнаружен достаточно сильный изотопический эффект на атомах железа, при этом величина коэффициента  $\alpha \approx 0.4$  оказалась несколько меньше стандартного БКШ-значения 0.5, хотя и близкой к нему. Итак, сверхпроводимость имеет место в блоках Fe-As, а замена одного редкоземельного металла другим слабо искажает зонную структуру [16,17]. Соединения 1111 являются сверхпроводниками II рода с величинами вторых критических магнитных полей  $H_{c2}^{ab} \sim 100 \div 300$  Тл и  $H_{c2}^c \sim 10 \div 100$  Тл, длинами когерентности  $\xi_{ab} \sim 1 \div 4$  нм и  $\xi_c \sim 0.3 \div 2.5$  нм, лондоновской глубиной проникновения  $\lambda_L \sim 200 \div 300$  нм и критической плотностью тока  $J_C \sim 10^6$  А/см<sup>2</sup>.



**Рис. 1.** Кристаллическая структура (а) и поверхность Ферми (б) железосодержащих оксипниктидов [13,18].

Вопреки наблюдению изотопического эффекта, в одной из ранних теоретических работ [19] было показано, что высокотемпературная сверхпроводимость пниктидов не может быть основана исключительно на электрон-фононном взаимодействии: оно, хоть и играет важную роль, не позволяет [19] воспроизвести наблюдаемые значения  $T_C$  в рамках теории Элиашберга [20]. Принимая во внимание конгруэнтность электронных и дырочных листов поверхности Ферми вдоль  $\Gamma$ –M-направления (нестинг), близость антиферромагнитного состояния [8,9,14], а также появление пика динамической спиновой восприимчивости («магнитного резонанса»), наблюдаемого экспериментально [8], Мазин и др. [21] предложили теоретическое объяснение механизма сверхпроводимости в железосодержащих соединениях посредством спаривания на спиновых флуктуациях и введения знакопеременного (в различных зонах) параметра порядка — т.н.  $s^\pm$ -модель. Она рас-

смаатривает два параметра порядка (в электронной и дырочной зоне), находящихся в противофазе (т.е. формально имеющие противоположные знаки); энергия магнитного резонанса при этом не превышает удвоенной амплитуды большой щели  $E_{\text{res}} \leq 2\Delta_L$ . Альтернативная теория двухщелевого сверхпроводящего состояния железосодержащих сверхпроводников основана на взаимодействии посредством орбитальных флуктуаций [22]. Эта модель позволяет успешно объяснить сверхпроводимость пниктидов в рамках знакопостоянного параметра порядка ( $s^{++}$ -симметрии), при этом для магнитного резонанса выполняется условие  $E_{\text{res}} > 2\Delta_L$ . В обеих конкурирующих теориях [21,22] не отрицается важность электрон-фононного вклада, определяющего внутризонное взаимодействие в каждом из сверхпроводящих конденсатов. В работе [23] было показано, что  $T_C$  железосодержащих сверхпроводников различных семейств напрямую связана с плотностью состояний на уровне Ферми, изменение которой может быть вызвано допированием, давлением и вариацией химического состава спейсеров.

Вторая глава содержит описание методики измерений  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристик и техники создания контактов на микротрещине, а также описание эффектов многократных андреевских отражений и внутренних многократных андреевских отражений, на которых основаны соответствующие методы спектроскопии, примененные в работе. Приводятся характеристики использованных образцов.

Измерительная установка собрана на базе многофункционального устройства ввода-вывода АТ-МЮ-16Х (National Instruments) и персонального компьютера. Запись  $dI(V)/dV$ -характеристик сверхпроводящих контактов производится с помощью быстродействующего автоматического цифрового моста переменного тока (модуляционный метод). Для подачи смещения на исследуемый контакт используется 16-битный ЦАП, расположенный на цифровой плате АТ-МЮ-16Х. Второй ЦАП (умножающий) питается переменным напряжением от генератора звуковых частот и используется в компенсационных цепях (для сравнения текущей амплитуды переменного напряжения частоты  $\sim 0.9$  кГц с потенциальных контактов образца и эталонной амплитуды  $< 0.1$  мВ) в режиме записи  $dI(V)/dV$ -спектров микроконтактов. Температура определяется автоматически по сопротивлению калиброванного германиевого датчика с абсолютной точностью 0.5 К в диапазоне  $3 \div 150$  К.

В наших экспериментах микроконтакты формировались с помощью техники “break-junction” [24]. В общем случае создание контакта на микротрещине основано на образовании двух соприкасающихся криогенных сколов в объеме образца, разделенных областью слабой связи (ScS-контакт,  $s$  — слабая связь). Образец, изготовленный в форме тонкой прямоугольной пластинки с размерами  $3 \times 1.5 \times 0.2$  мм<sup>3</sup>, монтировался на пружинящем измерительном столике по стандартной четырехточечной схеме подключения. Для закрепления образца на столике на его углы наносились капли жидкого In-Ga припоя. Далее столик с образцом охлаждался до  $T = 4.2$  К и механически изгибался, раскалывая образец.  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристики контактов на микротрещине в железосодержащих сверхпроводниках, полученные в наших экспериментах, типичны для андреевского режима высокой прозрачности с баллистическим пролетом квазичастиц [29].

Для разрешения вопросов особенностей и механизмов сверхпроводимости железосодержащих соединений необходимо, прежде всего, обеспечить прямое определение сверхпроводящих щелей и их температурных зависимостей с высокой точностью. В нашей работе щелевая структура оксипниктидов исследовалась с помощью андреевской спектроскопии [25] *симметричных* контактов сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник (SnS). В баллистических SnS-контактах, при условии их малого диаметра  $a$  (меньшего квазичастичной длины свободного пробега  $l$  [26]), реализуется эффект многократных андреевских отражений от двух NS-границ. В этом случае на вольтамперных характеристиках (ВАХ) наблюдается линейный участок избыточного тока при малых смещениях и серия особенностей на смещениях

$$V_n = 2\Delta/en \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (1)$$

т.н. субгармоническая щелевая структура (СГС) [27–29]. На спектре динамической проводимости контакта высокой прозрачности СГС представляет собой серию минимумов [29]. В двухщелевом сверхпроводнике должны наблюдаться две подобные структуры, соответствующие каждой из щелей. Из-за конечного отношения  $l/a$  при малых смещениях  $V$  вероятность баллистического прохождения SnS-интерфейса квазичастицей уменьшается, что приводит к постепенному снижению интенсивности андреевских рефлексов с увеличением их порядкового номера  $n$ .

Благодаря ярко выраженной слоистости железосодержащих сверхпроводников, микротрещина проходит вдоль  $ab$ -плоскостей с формированием ступенек и террас на криогенных поверхностях. Очевидно, что высота таких ступенек

кратна параметру решетки  $c$ . Ступеньки и террасы могут проявиться не только в виде одиночных ScS-контактов, но и стопочных структур типа S-c-S-c-...-S. В случае сверхпроводников на основе железа роль “S” играют блоки Fe-As, а в качестве слабой связи выступают спейсеры Ln-O. Очевидно, что стопочный контакт электрически эквивалентен нескольким идентичным последовательно соединенным ScS-контактам. Следовательно, напряжение смещения для любых особенностей (отражающих объемные свойства материала) ВАХ и динамической проводимости стопочного контакта окажется в  $N$  раз больше по сравнению с характеристиками ScS-контакта (где  $N$  — число контактов в стопке). Стопочные контакты впервые были получены на купратах [30–32], а впоследствии и на других слоистых сверхпроводниках. Если такая стопка находится в андреевском режиме (т.е. область слабой связи в эксперименте проявляет свойства нормального металла), то в ней должен наблюдаться эффект внутренних многократных андреевских отражений [32], аналогичный внутреннему эффекту Джозефсона [30,32,33]. Таким образом, для определения величины щели можно использовать формулу  $V_n = 2\Delta \cdot N/en$ .

В работе использованы поликристаллические образцы оксипниктидов на основе различных лантаноидов. Почти оптимально допированные  $GdO_{1-x}F_xFeAs$  с номинальными концентрациями фтора  $0.09 \leq x \leq 0.21$  и  $GdO_{0.88}FeAs$  и объемными критическими температурами  $T_C^{bulk} = 46 \div 53$  К (серии обозначены *El* и *KHL*) были синтезированы Е. П. Хлыбовым и Л. Ф. Куликовой (ИФВД РАН) методом высокого давления, подробно описанным в [34]. Аналогичный метод использовался для синтеза  $CeO_{0.88}F_{0.12}FeAs$  (*Ce*-серия) с  $T_C^{bulk} \approx 41$  К. Образцы  $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$  (*NZ*-серия), синтезированные Н. Д. Жигадло, имели концентрацию допирующего тория в диапазоне  $0.15 \leq x \leq 0.3$  и критические температуры  $T_C^{bulk} = 40 \div 52.5$  К, соответственно; детали их синтеза и характеристики приведены в [35]. Наиболее низкой  $T_C^{bulk} = 21 \div 29$  К среди исследованных 1111-материалов обладали образцы  $LaO_{0.9}F_{0.1}FeAs$  (*LOFA*-серия) [36]. Для сравнения мы также приводим данные по FeSe: объемная критическая температура моно- и поликристаллов составляла  $T_C^{bulk} \approx 10 \div 12$  К [37]. Типичный размер кристаллитов —  $1 \div 10$  мкм — превышает оцененный нами диаметр контактов на микротрещине ( $10 \div 30$  нм), таким образом, позволяет применять технику “break-junction” к указанным поликристаллическим образцам. Характеризация (рентгеновские измерения фазового состава, локальные измерения элементного состава, измерение намагниченности и др.) показала высокую степень однородности ис-

следованных образцов, а также малое количество примесных фаз на фоне доминирующей сверхпроводящей фазы.

В третьей главе диссертации приводятся результаты экспериментального исследования особенностей сверхпроводящего состояния оксипниктидов  $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ,  $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ,  $\text{GdO}_{1-\delta}\text{FeAs}$ ,  $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$  и  $\text{CeO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$  с разной степенью допирования и дефектности кристаллической решетки:

1. определение величин сверхпроводящих щелей  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$  и оценка степени их анизотропии в  $k$ -пространстве методами андреевской и внутренней андреевской спектроскопии одиночных и стопочных SnS-контактов;
2. исследование влияния температуры на  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$  в широком интервале критических температур  $21 \text{ K} \leq T_C \leq 50 \text{ K}$ .

Приведены вольтамперные характеристики (ВАХ) и спектры динамической проводимости  $dI(V)/dV$  контактов на микротрещине, а также температурные зависимости сверхпроводящих щелей  $\Delta_{L,S}(T)$  для исследованных оксипниктидов.

С помощью техники “break-junction” было получено несколько сотен одиночных и стопочных контактов. Присутствие избыточного тока при малых смещениях на ВАХ, наблюдаемое в эксперименте, типично для андреевского режима высокой прозрачности. На  $dI(V)/dV$ -спектрах одиночных и стопочных SnS-контактов при  $4.2 \text{ K} \leq T < T_C$  обнаружены две четко выраженные серии минимумов, расположенных на смещениях  $V_n = N \cdot 2\Delta_{L,S}/en$  (где  $N$  — число контактов в стопке,  $n = 1, 2, \dots$ ). Наблюдаемые особенности воспроизводятся на образцах различного состава, не зависят от геометрических размеров контакта, а их положение для контактов, имеющих сходные  $T_C^{\text{local}}$ , квантовано: после нормирования стопочных характеристик на спектры одиночных SnS-контактов (т.е. масштабировании оси смещений *в целое число раз*), положения особенностей как для большой, так и для малой щели совпадали. Таким образом, показано, что данные серии минимумов вызваны эффектами (внутренних) многократных андреевских отражений, т.е. являются субгармоническими щелевыми структурами от двух независимых объемных сверхпроводящих щелей. Оба метода спектроскопии дали сходные величины параметров порядка  $\Delta_{L,S}$ ; однако, при работе на стопочных SnS-контактах нам удалось получить спектры более высокого качества, таким образом, было экспериментально проверено утверждение о том, что метод внутренней андреевской спектроскопии стопочных контактов обладает ря-

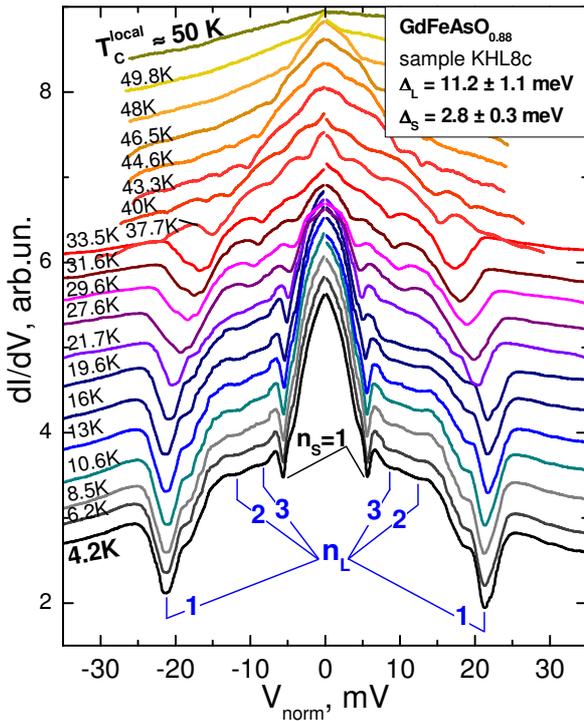
дом преимуществ по сравнению с SnS-андреевской спектроскопией одиночных контактов, в частности, гарантирует измерение объемных значений сверхпроводящих щелей с более высокой точностью. Обнаружение эффекта внутренних многократных андреевских отражений однозначно указывает на квазидвумерность структуры. Кристалл  $LnOFeAs$  в  $c$ -направлении представляет собой, таким образом, естественную сверхрешетку типа S-c-S-c-...-S, состоящую из сверхпроводящих плоскостей Fe-As, которые чередуются со спейсерами Ln-O.

С увеличением температуры минимумы становятся менее интенсивными и смещаются в область меньших напряжений (рис. 2, 3). Субгармонические структуры от обеих щелей наблюдаются вплоть до локальной  $T_C$  контакта, пока ВАХ не вырождается в линию (щелевые особенности исчезают), что соответствует переходу контактной области в нормальное состояние.

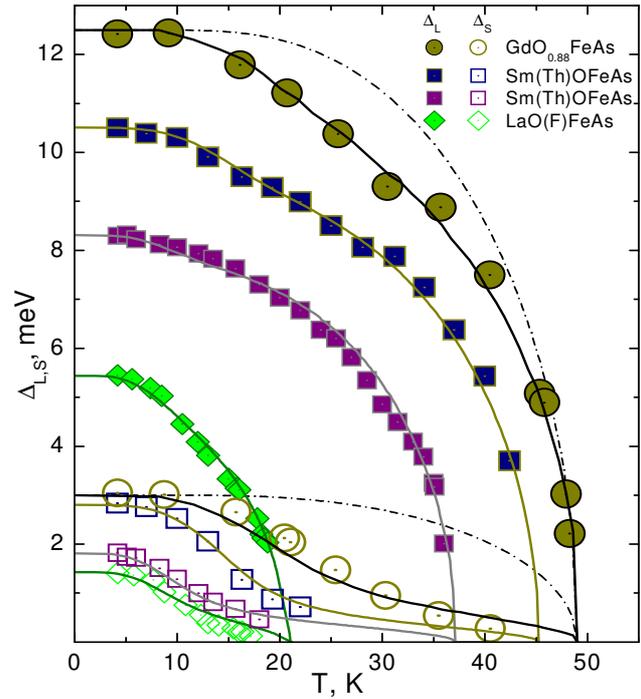
В наших экспериментах стабильно наблюдалась слабая асимметрия андреевских минимумов от большой щели; на спектрах наиболее качественных контактов разрешалась дублетная структура особенностей. Подобная форма сохранялась при температурах вплоть до  $T_C^{local}$ . По всей вероятности [38], тонкая структура щелевых особенностей вызвана 20–30%-ной анизотропией большой щели в  $k$ -пространстве (расширенный  $s$ -волновой тип симметрии параметра порядка).

Итак, установлено, что во всех исследованных оксипниктидах с критическими температурами в интервале  $21\text{ К} \leq T_C \leq 53\text{ К}$  реализуется двухщелевая сверхпроводимость, определены величины большой и малой сверхпроводящих щелей при  $T = 4.2\text{ К}$ , а также характеристических отношений теории БКШ для оксипниктидов с различными  $T_C$  (рис. 4, 5). По данным андреевской спектроскопии, у сверхпроводников семейства 1111 с наивысшими  $T_C$  при  $T = 4.2\text{ К}$  большая щель  $\Delta_L$  достигает  $\sim 11.8\text{ мэВ}$ . Величина отношения  $2\Delta_L/kT_C$  заметно превосходит аналогичный параметр в БКШ-модели (3.52) и, в то же время, близка к значению, характерному для ВТСП-купратов и  $MgB_2$ .

В четвертой главе диссертации обсуждаются и анализируются результаты проведенных экспериментальных исследований. Глава содержит оценки характеристических отношений теории БКШ, относительных констант электрон-бозонного взаимодействия и других параметров двухщелевого сверхпроводящего состояния оксипниктидов, а также выводы о сходстве и различии исследованных оксипниктидов.



**Рис. 2.** Нормированный спектр динамической проводимости  $SnS$ -контакта в  $Sm(Th)OFeAs$ , измеренный при  $4.2\text{ K} \leq T \leq T_C^{local} = 50\text{ K}$ . Андреевские минимумы от большой щели отмечены номерами  $n_L$ ; от малой щели — номерами  $n_S$ . Спектры сдвинуты по вертикали для наглядности.



**Рис. 3.** Температурные зависимости большой щели (сплошные кружки) и малой щели (открытые кружки). Сплошными линиями показаны теоретические  $\Delta_{L,S}(T)$ , полученные на основе системы щелевых уравнений Москаленко и Сула [11,12]; штрихпунктиром показаны однощелевые БКШ-подобные зависимости.

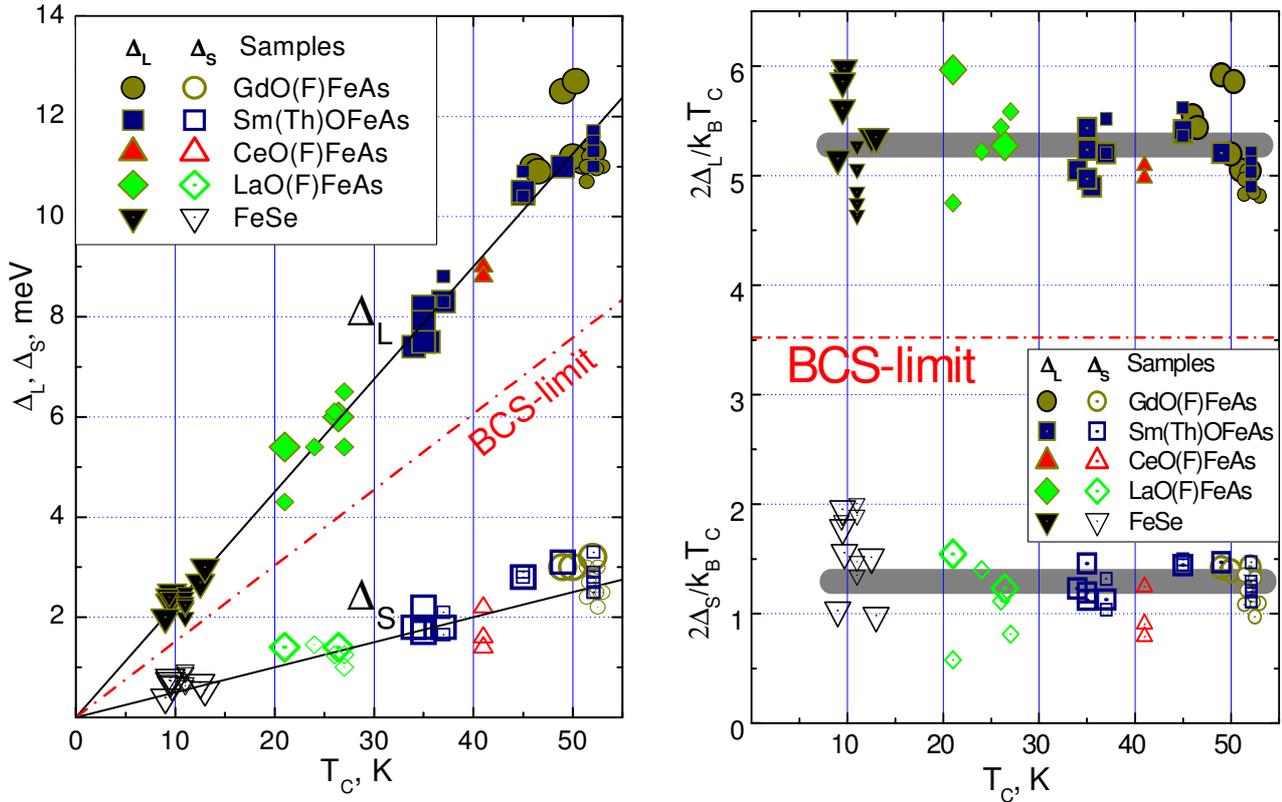
По данным измерений спектров андреевских контактов с вариацией температуры были получены температурные зависимости щелей для различных железосодержащих сверхпроводников. Для примера на рис. 3 показаны  $\Delta_L(T)$  (сплошные значки) и  $\Delta_S(T)$  (открытые значки) для оксипниктидов на основе самария (квадраты), гадолиния (кружки) и лантана (ромбы). Прежде всего, очевидно, что большая и малая щели ведут себя при увеличении температуры по-разному. Зависимость  $\Delta_L(T)$  в целом соответствует стандартному однощелевому БКШ-типу (штрихпунктирные линии на рис. 3), хотя слабо «проседает» относительно него.  $\Delta_S(T)$  отклоняется от БКШ-образной зависимости сильнее: при температурах порядка  $T \sim T_C^{local}/3$  малая щель резко уменьшается, после чего, не обращаясь в ноль, плавно стремится к локальной  $T_C$ . Таким образом, сверхпроводимость в обоих конденсатах исчезает при единой критической температуре  $T_C^{local}$ . Стоит подчеркнуть, что все полученные температурные зависимости ще-

лей  $\Delta_{L,S}(T)$  имеют схожий вид: их форма воспроизводится не только для контактов, полученных на одном и том же образце, но и для оксипниктидов различного состава в диапазоне критических температур  $21 \text{ K} \leq T_C \leq 50 \text{ K}$ . Различное температурное поведение щелей и несоответствие однозонной БКШ-образной функции еще раз подтверждает наличие двухщелевой сверхпроводимости: наблюдаемые на SnS-спектрах особенности относятся к разным субгармоническим щелевым структурам и, следовательно, описывают свойства разных конденсатов. Более того, на других двухщелевых сверхпроводниках — пниктидах других семейств, халькогенидах и  $\text{MgB}_2$  [39–44] — мы получали аналогичного вида температурные зависимости щелей.

Для анализа полученных температурных зависимостей мы аппроксимировали их двухщелевой системой уравнений Москаленко и Сула [11,12] с перенормированным БКШ-интегралом (сплошные линии на рис. 3). Эта система включает в себя набор из четырех констант электрон-бозонного взаимодействия  $\lambda_{ij} = V_{ij}N_j$ , где  $V_{ij}$  — матричный элемент взаимодействия в  $k$ -пространстве между  $i$ -й и  $j$ -й зонами,  $N_j$  — плотность состояний (в нормальном состоянии) на уровне Ферми  $j$ -й зоны. Как видно из рис. 3, теоретические кривые воспроизводят экспериментальные с достаточно высокой точностью, таким образом, двухщелевая БКШ-подобная модель применима для описания сверхпроводящих свойств железосодержащих оксипниктидов. Наблюдаемые в эксперименте отклонения  $\Delta_L(T)$  и  $\Delta_S(T)$  от однощелевых БКШ-образных зависимостей можно, следовательно, объяснить влиянием эффекта близости в  $k$ -пространстве [45] между двумя конденсатами посредством ненулевого межзонного взаимодействия.

Андреевская спектроскопия железосодержащих сверхпроводников (1111-материалов и FeSe, данные исследований которого приведены для сравнения) показала, что наблюдается скейлинг обеих щелей и критической температуры в интервале  $9 \leq T_C \leq 53 \text{ K}$  (рис. 4(а)). Это означает, что отношение величины большой щели к малой остается при этих  $T_C$  примерно постоянным и равным  $\langle \Delta_L/\Delta_S \rangle \approx 4$ . Не меняется в пределах погрешностей и характеристическое отношение для каждой из зон (рис. 4(б)). Для большой щели это отношение находится в пределах  $2\Delta_L/k_B T_C^{\text{local}} = 4.9 \div 6.0$ . Столь высокое значение, сильно превышающее БКШ-предел 3.52, по всей вероятности, объясняется сильным электрон-бозонным взаимодействием в зонах с большой щелью. Для малой щели, напротив, это отношение  $2\Delta_S/k_B T_C^{\text{local}} = 0.8 \div 1.5 \ll 3.52$ . Последнее, очевидно, связа-

но с тем, что наблюдаемая общая  $T_C$  контакта не описывает свойства конденсата с малой щелью, т.е. не является для него «собственной».



**Рис. 4.** Зависимость сверхпроводящих щелей (а) и характеристических отношений  $2\Delta_i/k_B T_C$  (б) от критической температуры  $T_C$  для Gd-1111 (кружки), Sm-1111 (квадраты), Ce-1111 (треугольники вверх), La-1111 (ромбы) и FeSe (треугольники вниз). Данные для большой щели показаны сплошными значками, для малой щели — открытыми значками. Крупные значки обозначают данные, соответствующие  $T_C^{local}$ , мелкие значки —  $T_C^{bulk}$ . Штрихпунктиром показан БКШ-предел слабой связи 3.52. Сплошные линии, отражающие усредненные значения, приведены для удобства рассмотрения, штрихпунктиром показан БКШ-предел слабой связи, равный 3.52.

Собственные параметры каждого из сверхпроводящих конденсатов (в гипотетическом случае нулевого межзонного взаимодействия)  $2\Delta_L/k_B T_C^L$  и  $2\Delta_S/k_B T_C^S$ , а также относительные константы связи (нормированные на внутризонную  $\lambda_{LL}$  для конденсата с большой щелью), отношение плотностей состояний в двух зонах  $\alpha = \lambda_{LS}/\lambda_{SL} \equiv N_S/N_L$  и силы эффективного внутризонного взаимодействия к межзонному  $\beta = \sqrt{\lambda_{LL} \cdot \lambda_{SS}} / (\lambda_{LS} \cdot \lambda_{SL}) = (V_{LL} \cdot V_{SS}) / V_{LS}$  были оценены нами из аппроксимации температурных зависимостей щелей с помощью расширенной модели Москаленко и Сула (таблица 1). Для всех соединений собственное  $2\Delta_L/k_B T_C^L$  оказалось рав-

ным порядка  $4.2 \div 4.8$ , а для малой щели — в среднем немного ниже, от БКШ-предела 3.52 до 4.5. Принимая во внимание наличие сильного изотопического эффекта в железосодержащих сверхпроводниках [46] и некоторые экспериментальные данные [47,48] можно сделать вывод о сильном электрон-фононном спаривании внутри каждой из зон. В зонах с малой щелью взаимодействие слабее: на это указывает и то, что  $\lambda_{SS}$  в среднем составляет  $\sim 60\%$   $\lambda_{LL}$ . Хотя внутризонное спаривание играет основную роль в сверхпроводимости оксипниктидов ( $\beta \gg 1$ ), для описания двухщелевого состояния необходимо также учитывать межзонное взаимодействие. По нашим данным, конденсаты взаимодействуют достаточно слабо, но именно благодаря  $V_{LS} \neq 0$  малая щель не обращается в нуль вплоть до локальной критической температуры контакта (эффект близости в  $k$ -пространстве). Таким образом, при температурах выше  $T_C^S$  сверхпроводимость в  $\Delta_S$ -конденсате имеет наведенный характер за счет влияния «ведущего»  $\Delta_L$ -конденсата. Последнее вызывает наблюдаемый «прогиб» (относительно однощелевой БКШ-образной функции) температурной зависимости большой щели, что влечет за собой понижение общей  $T_C^{local}$  относительно собственной  $T_C^L$ , по нашим данным, примерно на  $20 \div 30\%$  (см. таблицу 1).

Итак, с изменением образующего лантаноида Sm/Gd/Ce/La, вариацией степени допирования или беспорядка кристаллической структуры спейсеров и, соответственно,  $T_C$  оцененные нами относительные  $\lambda$  и собственные  $2\Delta_i/k_B T_C^i$  остаются почти неизменными. Степень структурной упорядоченности сверхпроводящих блоков Fe–As остается практически постоянной, при этом изменяется только уровень допирования и, соответственно, величины  $N_{L,S}$ . Таким образом, наши исследования подтверждают, что спейсеры в структуре 1111 играют роль зарядовых резервуаров, не участвуя напрямую в сверхпроводимости, и можно предположить, что подобные различия состава не влияют на механизм спаривания и силу электрон-фононного взаимодействия. Исходя из этого и принимая во внимание одинаковую квазидвумерность  $\Delta_L$ - и  $\Delta_S$ -конденсатов и сходное строение соответствующих поверхностей Ферми для семейства 1111, можно легко объяснить наблюдаемый экспериментально скейлинг обеих щелей с критической температурой. Это утверждение подтверждает вывод теоретической работы [23].

	Gd-1111		La-1111	Sm-1111		средние
$T_C^{local}$ , К	49	50	21	45	37	
$\Delta_L$ , мэВ	12.5	11.2	5.4	10.5	8.3	
$\Delta_S$ , мэВ	3	3	1.4	2.8	1.8	
$2\Delta_L/k_B T_C^{local}$	5.9	5.2	6	5.4	5.2	<b>5.5</b>
$2\Delta_S/k_B T_C^{local}$	1.4	1.4	1.5	1.4	1.1	<b>1.4</b>
$2\Delta_L/k_B T_C^L (V_{LS} = 0)$	4.8	4.3	4.4	4.55	4.5	<b>4.5</b>
$2\Delta_S/k_B T_C^S (V_{LS} = 0)$	3.8	3.53	3.7	4.5	4.3	<b>4</b>
$T_C^{local}/T_C^L$	0.81	0.83	0.73	0.84	0.87	<b>0.82</b>
$\lambda_{SS}/\lambda_{LL}$	0.63	0.58	0.75	0.67	0.64	<b>0.65</b>
$\lambda_{LS}/\lambda_{LL}$	0.26	0.37	0.36	0.18	0.18	<b>0.27</b>
$\lambda_{SL}/\lambda_{LL}$	0.023	0.073	0.025	0.018	0.018	<b>0.03</b>
$\alpha = \lambda_{LS}/\lambda_{SL} = N_S/N_L$	11.2	5.1	15.5	10.3	9.7	<b>10</b>
$\beta = \sqrt{V_{LL} \cdot V_{SS}} / V_{LS}$	10.4	4.6	9.4	14.4	14	<b>10</b>

**Таблица 1.** Параметры сверхпроводящего состояния (локальная критическая температура  $T_C^{local}$ , величины большой и малой щелей  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ , характеристические отношения  $2\Delta_L/k_B T_C^{local}$  и  $2\Delta_S/k_B T_C^{local}$ ) для оксипниктидов на основе лантана, самария и гадолиния, полученные из измерений динамической проводимости контактов, а также рассчитанные из аппроксимации температурных зависимостей щелей собственные характеристические отношения  $2\Delta_L/k_B T_C^L$  и  $2\Delta_S/k_B T_C^S$  (в гипотетическом случае нулевого межзонного взаимодействия  $V_{LS} = V_{SL} = 0$ ), отношение локальной  $T_C$  к собственной  $T_C^{local}/T_C^L$ , нормированные константы электрон-бозонного взаимодействия  $\lambda_{ij} = V_{ij}N_j/\lambda_{LL}$  ( $i, j = L, S$ ), отношение плотностей состояний в двух зонах  $\alpha = \lambda_{LS}/\lambda_{SL} = N_S/N_L$  и отношение силы эффективного внутризонного и межзонного взаимодействия  $\beta = \sqrt{V_{LL} \cdot V_{SS}} / V_{LS}$ .

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. В сверхпроводящих оксипниктидах различного состава обнаружен эффект внутренних многократных андреевских отражений, подчеркивающий важность андреевского транспорта вдоль  $c$ -направления.
2. Для исследованных в работе соединений ( $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ,  $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ,  $\text{GdO}_{1-\delta}\text{FeAs}$ ,  $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$  и  $\text{CeO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ) методами андреевской и внутренней андреевской спектроскопии установлено наличие двух независимых

сверхпроводящих конденсатов, определены амплитуды соответствующих сверхпроводящих щелей, величина анизотропии большой щели  $\Delta_L$  ( $\approx 20$ – $30$  %) и отсутствие точек нулей в  $k$ -пространстве для малой щели  $\Delta_S$ .

3. Для исследованных соединений с критическими температурами в диапазоне  $21 \text{ K} \leq T_C \leq 50 \text{ K}$  экспериментально определены температурные зависимости сверхпроводящих щелей  $\Delta_{L,S}(T)$ . Установлено, что они однозначно описываются двухзонной моделью Москаленко и Сула [11,12], причем сверхпроводимость в обоих конденсатах исчезает при общей  $T_C$ . Определены относительные константы связи  $\lambda_{ij}^{\text{norm}}$ , «собственные» критические температуры  $T_C^{L,S}$  конденсатов (в гипотетическом случае  $V_{LS} = 0$ ), а также установлено, что  $T_C/T_C^L \approx 0.8$ .
4. Для каждого из сверхпроводящих конденсатов у материалов семейства 1111 оценены собственные характеристические отношения БКШ  $2\Delta_L/k_B T_C^L \approx 4.5$ ,  $2\Delta_S/k_B T_C^S \approx 4$ . В предположении *внутризонного* электрон-фононного взаимодействия эти значения описываются приближением сильной связи Элиашберга [20].
5. Показано, что константы электрон-бозонного взаимодействия соотносятся как  $\lambda_{LL} : \lambda_{SS} : |\lambda_{LS}| : |\lambda_{SL}| \approx 1 : 0.65 : 0.27 : 0.03$ . Во всем диапазоне  $T_C$  у исследованных материалов это отношение остается примерно постоянным. Экспериментально обнаружено, что величины щелей  $\Delta_{L,S}$  линейно связаны с  $T_C$ , причем характеристическое отношение  $2\Delta_L/k_B T_C \approx 5.2$  значительно превосходит БКШ-предел слабой связи 3.52.
6. Установлено, что для оксипниктидов различного состава при изменении  $T_C$  в широком интервале остаются неизменными такие параметры сверхпроводящего состояния как собственные характеристические отношения БКШ  $2\Delta_i/k_B T_C^i$  и матричные элементы межзонного и внутризонного взаимодействия. Показано, что спейсеры Ln-O играют роль зарядовых резервуаров.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Т.Е. Shanygina, Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, S.N. Tchernokov, O.E. Omel'yanovskii, A.V. Sadakov, Yu.F. Eltsev, A.S. Dormidontov, V.M. Pudalov, A.S. Usol'tsev, E.P. Khlybov. *Observation of Multi-Gap Superconductivity in GdO(F)FeAs by Andreev Spectroscopy* // Письма в ЖЭТФ 93, 95 (2011).
2. В.М. Пудалов, О.Е. Омеляновский, Е.П. Хлыбов, А.В. Садаков, Ю.Ф. Ель-

- цев, К.В. Мицен, О.М. Иваненко, К.С. Перваков, Д.Р. Гизатулин, А.С. Усольцев, А.С. Дормидонтов, С.Ю. Гаврилкин, А.Ю. Цветков, Я.Г. Пономарев, С.А. Кузьмичев, М.Г. Михеев, С.Н. Чесноков, Т.Е. Шаныгина, С.М. Казаков. *В.Л. Гинзбург и развитие в ФИАН экспериментальных работ по высокотемпературной сверхпроводимости: «железные сверхпроводники» // УФН* **181**, 672 (2011).
3. Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, T.E. Shanygina, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, Th. Wolf. *Andreev spectroscopy of FeSe: evidence for two-gap superconductivity // ЖЭТФ № 140* (2011), стр. 527.
  4. T.E. Shanygina, Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, S.N. Tchesnokov, O.E. Omel'yanovsky, A.V. Sadakov, Yu.F. Eltsev, V.M. Pudalov, A.S. Usol'tsev, E.P. Khlybov, L.F. Kulikova. *Study of the Two-Gap Superconductivity in GdO(F)FeAs by ScS-Andreev Spectroscopy // J. Phys.: Conf. Ser.* **391**, 012138 (2012).
  5. T.E. Shanygina, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, Ya.G. Ponomarev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, Yu.F. Eltsev, V.M. Pudalov, A.V. Sadakov, A.S. Usol'tsev, E.P. Khlybov, L.F. Kulikova. *Multigap Superconductivity in GdFeAsO<sub>0.88</sub> Evidenced by SnS-Andreev Spectroscopy // J. Supercond. Novel Magn.* **26**, 2661 (2013).
  6. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, Ya.G. Ponomarev, S.N. Tchesnokov, Yu.F. Eltsev, V.M. Pudalov, K.S. Pervakov, A.V. Sadakov, A.S. Usoltsev, E.P. Khlybov, L.F. Kulikova. *Experimental study of intrinsic multiple Andreev reflections effect in GdO(F)FeAs superconductor array junctions // Eur. Phys. Lett.* **102**, 67006 (2013).
  7. Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, Yu.F. Eltsev, V.M. Pudalov, A.V. Sadakov, A.S. Usol'tsev, Th. Wolf, E.P. Khlybov. *Multiple Andreev reflections spectroscopy of two-gap 1111- and 11 Fe-based superconductors // J. Supercond. Novel Magn.* **26**, 2867 (2013).
  8. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, Н.Д. Жигадло. *Влияние допирования на сверхпроводящие свойства  $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ : наблюдение эффекта внутренних многократных андreeвских отражений и определение параметров сверхпроводящего состояния // Письма в ЖЭТФ* **99**, 154 (2014).
  9. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, М.Г. Михеев, Я.Г. Пономарев, С.Н. Чесно-

ков, В.М. Пудалов, Е.П. Хлыбов, Н.Д. Жигadlo. *Андреевская спектроскопия железосодержащих сверхпроводников: температурная зависимость параметров порядка и их скейлинг с  $T_C$*  // УФН **184**, 888 (2014).

#### Цитируемая литература

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono // *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
2. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, *et al.* // *J. Am. Chem. Soc.* **128**, 10012 (2006).
3. M. Fujioka, S.J. Denholme, H. Okazaki, *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* **105**, 102602 (2014).
4. М.В. Садовский // УФН **178**, 1243 (2008).
5. А.Л. Ивановский // УФН **178**, 1273 (2008).
6. Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев // УФН **178**, 1307 (2008).
7. G.R. Stewart // *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1589 (2011).
8. C. de la Cruz, Q. Huang, J.W. Lynn, *et al.* // *Nature* **453**, 899 (2008).
9. H.H. Klauss, H. Luetkens, R. Klingeler, *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **101**, 077005 (2008).
10. H. Nakamura, M. Machida, T. Koyama, N. Hamada // *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 123712 (2009).
11. В.А. Москаленко // *Физ. Мет. Металл.* **8**, 503 (1959).
12. H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker // *Phys. Rev. Lett.* **3**, 522 (1959).
13. Z.A. Ren, G.C. Che, X.L. Dong, *et al.* // *Eur. Phys. Lett.* **83**, 17002 (2008).
14. I.I. Mazin, J. Schmalian // *Physica C* **469**, 614 (2009).
15. R.H. Liu, T. Wu, G. Wu, *et al.* // *Nature* **459**, 64 (2009).
16. I.A. Nekrasov, Z.V. Pchelkina, M.V. Sadovskii // *Письма в ЖЭТФ* **87**, 647 (2008).
17. S. Lebegue, Z.P. Yin, W.E. Pickett // *New J. Phys.* **11**, 025004 (2009).
18. D.J. Singh, M.H. Du // *Phys. Rev. Lett.* **100**, 237003 (2008).
19. L. Boeri, O.V. Dolgov, A.A. Golubov // *Physica C* **469**, 628 (2009).
20. Г.М. Элиашберг // *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960).
21. I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, M.H. Du // *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
22. S. Onari, H. Kontani, M. Sato // *Phys. Rev. B* **81**, 060504(R) (2010).
23. E.Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov, M.V. Sadovskii // *Письма в ЖЭТФ* **91**, 567 (2010).
24. J. Moreland, J.W. Ekin // *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
25. А.Ф. Андреев // *ЖЭТФ* **48**, 1823 (1964).

- 
26. Ю.В. Шарвин // ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
  27. M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk // Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
  28. G.B. Arnold // J. Low Temp. Phys. **68**, 1 (1987).
  29. R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicolsky // Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990).
  30. Ya.G. Ponomarev, B.A. Aminov, M.A. Hein, *et al.* // Physica C **243**, 167 (1995).
  31. B.A. Aminov, L.I. Leonyuk, T.E. Oskina, *et al.* // Adv. Supercond. **V**, 1037 (1993).
  32. Ya.G. Ponomarev, K.K. Uk, M.A. Lorenz, *et al.* // Inst. Phys. Conf. Ser. **167**, 241 (2000).
  33. H. Nakamura, M. Machida, T. Koyama, N. Hamada // J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 123712 (2009).
  34. E.P. Khlybov, O.E. Omelyanvsky, A. Zaleski, *et al.* // Письма в ЖЭТФ **90**, 429 (2009).
  35. N.D. Zhigadlo, S. Katrych, S. Weyeneth, *et al.* // Phys. Rev. B **82**, 064517 (2010).
  36. A. Kondrat, J.E. Hamann-Borrero, N. Leps, *et al.* // Eur. Phys. J. B **70**, 461 (2009).
  37. D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmicheva, *et al.* // CrystEngComm **15**, 1989 (2013).
  38. T.P. Devereaux, P. Fulde // Phys. Rev. B **47**, 14638 (1993).
  39. С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, С.Н. Чесноков // Письма в ЖЭТФ **99**, 339 (2014).
  40. M.V. Roslova, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, *et al.* // CrystEngComm **16**, 6919 (2014).
  41. M. Abdel-Hafiez, P.J. Pereira, S.A. Kuzmichev, *et al.* // Phys. Rev. B **90**, 054524 (2014).
  42. S.A. Kuzmichev, T.E. Shanygina, I.V. Morozov, *et al.* // Письма в ЖЭТФ **95**, 604 (2012).
  43. С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, А.И. Болталин, И.В. Морозов // Письма в ЖЭТФ **98**, 816 (2013).
  44. S.A. Kuzmichev, T.E. Shanygina, S.N. Tchesnokov, S.I. Krasnosvobodtsev // Solid State Comm. **152**, 119 (2012).
  45. I.K. Yanson, V.V. Fisun, N.L. Bobrov, *et al.* // Phys. Rev. B **67**, 024517 (2003).
  46. R.H. Liu, T. Wu, G. Wu, *et al.* // Nature **459**, 64 (2009).
  47. K. Ikeuchi, M. Sato, R. Kajimoto, *et al.* // JPS Conf. Proc. **3**, 015043 (2014).
  48. M. Tanaka, D. Shimada // J. Supercon. Nov. Magn. **24**, 1491 (2011).