



Статья

# Исследование щелевой структуры сверхпроводящего поликристаллического пниктида недодопированного состава $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с $x = 0.07$

А. Д. Ильина<sup>1,\*</sup>, И. А. Никитченков<sup>1,2</sup>, С. А. Кузьмичёв<sup>2,1</sup>, К. С. Перваков<sup>1</sup>, В. А. Власенко<sup>1</sup>,  
А. С. Медведев<sup>1</sup>, Т. Е. Кузьмичёва<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФИАН им. П. Н. Лебедева, Ленинский пр-т, 53, 119991, Москва, Россия

<sup>2</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, 119991, Москва, Россия

\* e-mail: anastasiailina2802@gmail.com

Поступила в редакцию 04.12.2024, после переработки 11.12.2024, принята к публикации 25.12.2024.

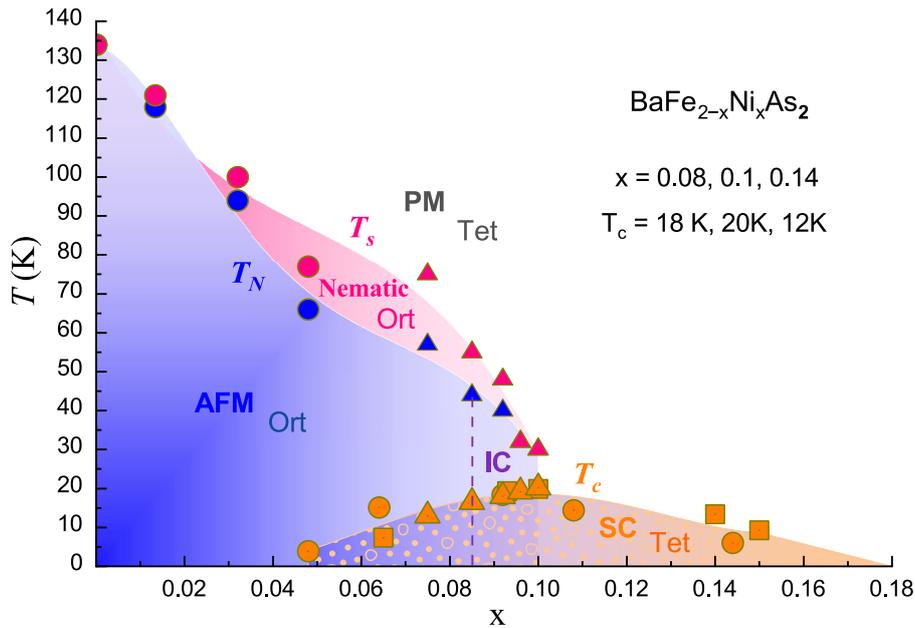
Сообщение посвящено исследованию сверхпроводящей щелевой структуры поликристаллического пниктида номинального состава  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$ , выращенного по новой методике. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений напрямую определены величины двух микроскопических сверхпроводящих параметров порядка — малой сверхпроводящей щели и анизотропной в  $k$ -пространстве большой щели, их характеристические отношения и температурные зависимости. Приведен расчет температурных зависимостей щелей в рамках двухзонной модели Москаленко и Сула. Обнаружено резонансное взаимодействие сверхпроводящей подсистемы с характерной бозонной модой, определена ее энергия при  $T \ll T_c$ .

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость; пниктиды; сверхпроводящий параметр порядка; модель Москаленко и Сула; андреевская спектроскопия.

DOI: 10.62539/2949-5644-2024-0-4-32-42

## 1. Введение

Исследованные поликристаллы  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$  относятся к так называемому семейству Ва-122 железосодержащих сверхпроводников (СП), замечательными свойствами которых являются умеренно высокая температура СП-перехода  $T_c$  (до 38 К), а также устойчивость на воздухе. Рассмотрим фазовую диаграмму соединения  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  при электронном допировании, которое реализуется при замещении атомов железа атомами никеля, представленную на рис. 1. В стехиометрическом составе ( $x = 0$ )  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  температуры магнитного и структурного переходов из орторомбической решетки в тетрагональную совпадают  $T_s \approx T_N \approx 138$  К. Обе величины быстро уменьшаются с допированием, при этом температура структурного перехода остаётся выше температуры магнитного, в диапазоне  $0.065 < x < 0.1$  разность величин  $T_s - T_N$  стремительно падает от значения 15 К до 0 К по данным рентгеноструктурного анализа (см. рис. 4.8 в [1]). Ниже температуры магнитного перехода в кристалле формируется стационарный дальний антиферромагнитный (АФМ) порядок, магнитные моменты атомов Fe выстраиваются в плоскости  $ab$ , чередуясь по направлению вдоль меньшего вектора элементарной ячейки ( $a < b$ ) (см. рис. 5.1 в [1]). СП-фаза зарождается, соседствуя с антиферромагнетизмом, однако структура решетки в области сосуществования СП и АФМ-фаз пока точно не определена. В работе [1] авторы находят применимой модель спинового стекла, наглядно представляющей собой матрицу тетрагональной решетки (сверхпроводящей ниже  $T_c$ ) с замороженными кластерами орторомбической фазы, при этом несоизмеримый короткодействующий магнитный порядок не влияет на СП-свойства, поскольку резонанс на таком векторе не наблюдается в эксперименте по неупругому рассеянию нейтронов (НРН) [2]. С приближением к оптимальному допированию с  $T_c = 20$  К объемная доля тетрагональной СП-фазы увеличивается, в то время как орторомбические кластеры исчезают.



**Рис. 1.** Фазовая диаграмма электронного допирования  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ . Розовым цветом обозначена нематическая фаза при  $T_N < T < T_s$ , синим цветом — АФМ фаза, при  $x > 0.086$  и  $T < T_N$  орторомбическая фаза с несоизмеримым короткодействующим магнитным порядком (IC), оранжевым цветом — СП-фаза (SC) при  $T < T_c$ . Область сосуществования АФМ-фазы и СП-фазы отмечена оранжевым рисунком. Экспериментальные значения температур СП-перехода  $T_c$  (символы оранжевого цвета), магнитного  $T_N$  (синего цвета) и структурного переходов  $T_s$  (розового цвета) получены из исследований сопротивления, магнитной восприимчивости и теплоёмкости, освещённых в работе [3] (кружки). Данные экспериментов НРН и рентгеноструктурного анализа [4] (треугольники). Исследования  $T_c$  с помощью экспериментов по магнитной восприимчивости в широком диапазоне допирования [5] (квадраты).

Зонная структура у родительского соединения  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  представляет собой гофрированные вдоль  $c$ -направления один дырочный цилиндр в  $\Gamma$ -точке и два вложенных электронных цилиндра в  $M$ -точках. Наблюдается нестинг на двух векторах  $\mathbf{Q}_1 = (1, 0)$  и  $\mathbf{Q}_2 = (0, 1)$  в пространстве обратной решетки [2]. Электронное допирование увеличивает объем электронных цилиндров и уменьшает дырочные. Для состава  $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ , близкого к исследуемому в этой работе, измерена поверхность Ферми в эксперименте по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) [6]. Из НРН-эксперимента для  $\text{BaFe}_{1.908}\text{Ni}_{0.092}\text{As}_2$  с  $T_c = 19$  К и  $T_N = 40$  К энергия спинового резонанса на обоих векторах нестинга  $\mathbf{Q}_1 = (0, -1, 0)$  и  $\mathbf{Q}_2 = (1, 0, 1)$  оказалась примерно равной  $E_{res} \approx 7.5$  мэВ, а для состава  $\text{BaFe}_{1.935}\text{Ni}_{0.065}\text{As}_2$  с  $T_c = 8$  К и  $T_N = 72$  К —  $E_{res} \approx 8$  мэВ (обе энергии измерены при  $T = 3$  К) [7]. Методами спектроскопии точечных контактов (ТК) [8, 9], а также спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО) [10–12] во внешелевой области  $dI(V)/dV$ -спектров туннельных контактов ниже  $T_c$  была обнаружена тонкая структура, интерпретированная как проявление резонансного взаимодействия андреевских электронов с характерной бозонной модой, существующей только в СП-состоянии. В работе [11] на примере оксипниктидов семейства 1111 показано, что полученная экспериментально температурная зависимость энергии бозона  $\varepsilon_\theta(T)$  хорошо согласуется с теоретической зависимостью положения спин-резонансного пика, рассчитанного на основе экспериментальных  $\Delta_{L,S}(T)$  в рамках 5-орбитальной  $s^\pm$ -модели, таким образом, наблюдаемый бозон является спиновым экситоном.

Открытым в контексте исследуемой системы Ва-122 остается вопрос механизма СП-спаривания. Для обоснования многозонной сверхпроводимости, реализующейся в большинстве железосодержащих пниктидов, было привлечено два основных механизма: спаривание через усиленные фононами флуктуации 3d-орбиталей Fe в рамках  $s^{++}$ -модели [13] (расчёт для семейства Ва-122 приведён в [14]) и спаривание посредством спиновых флуктуаций, обу-

словенных выполнением условия нестинга между разделенными в импульсном пространстве листами поверхности Ферми, соответствующее  $s^\pm$ -модели [15]. Расчёт СП-щелевой структуры в рамках  $s^{++}$ -модели с рассмотрением межзонного спин-флуктуационного  $s^\pm$ -механизма в качестве дополнительного канала куперовского спаривания для пниктидов семейства Ва-122 с похожей топологией поверхности Ферми описан в [16]. На сегодняшний день ни одна из данных моделей не получила окончательного экспериментального подтверждения. В большей степени это обусловлено значительным разбросом экспериментальных данных, предоставляемых различными группами и полученных различными методами. Действительно, квазидвумерная структура соединений делает их чрезвычайно чувствительными к условиям измерений. По данным ФЭСУР, мюонной и инфракрасной (ИК) спектроскопии, измерений теплоемкости и критических полей, обобщенным и представленным в обзоре [17], характеристическое отношение теории БКШ для большой СП-щели охватывало интервал значений  $2\Delta_L(0)/k_B T_c = 4.2-7.5$  в системе Ва-122 с различным замещением. Кроме того, экспериментальные разногласия возникают и при определении изотропности/анизотропии СП-порядка: например, в работе [18] была показана анизотропия  $\Delta_L$  с помощью измерений теплопроводности в ВаК-122, ВаСо-122, в работе [19] — изотропная  $\Delta_L$  в ВаК-122 с помощью ФЭСУР, в [20] — изотропная  $\Delta_L$  в ВаСо-122 с помощью мюонной спектроскопии. В работе [16] была предсказана возможная анизотропия амплитуды  $\Delta_L$  по трём кристаллографическим направлениям.

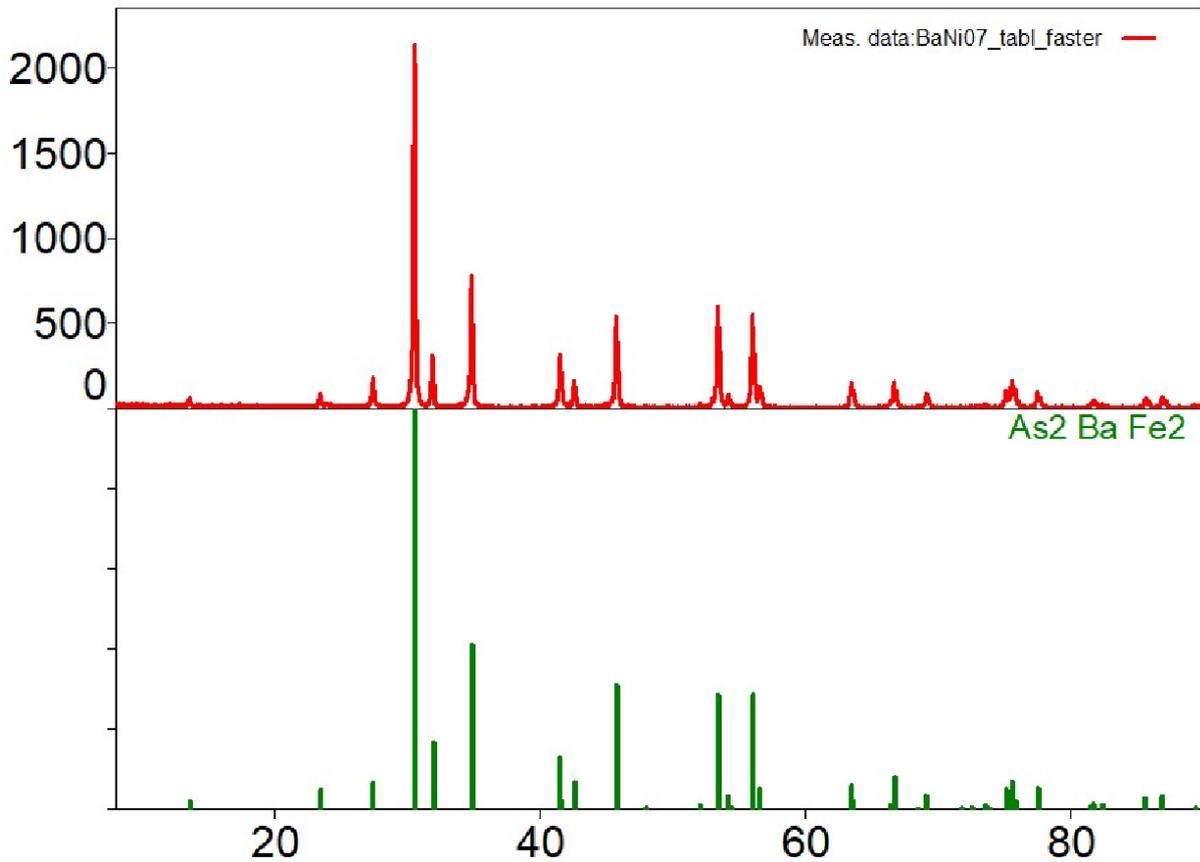
Наравне с вопросом о ведущем механизме спаривания, дискуссионным для ферропниктидов остается проблематика микроскопического описания взаимодействия СП-свойств с такими особенностями нормального состояния, как нематичность и магнитное упорядочение, проявляющегося в данной системе [1].

## 2. Используемые материалы и методы

В качестве исходных веществ для синтеза соединения  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$  использовали металлический Ва (99.8 %), порошок Fe (99.98 %), порошок Ni (99.9 %), куски As (99.9999 %) в мольном соотношении 1:1.93:0.07:2. Исходные вещества взвешивали в перчаточном боксе в атмосфере аргона с содержанием воды и кислорода менее  $0.1 \text{ млн}^{-1}$ , после чего исходные вещества помещали в размольную чашу, закрывали чашу и размалывали в планетарной мельнице. По завершении процесса размола, размольную чашу вносили в перчаточный бокс, извлекали полученный порошок и прессовали в таблетки диаметром 20 мм. Таблетки подвергались термообработке при  $T = 900 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 48 часов. После термообработки был проведен рентгенофазовый анализ с помощью дифрактометра Rigaku MiniFlex 600, результаты которого представлены на рис. 2, который показал полное протекание реакции синтеза и отсутствие видимого количества примесных фаз.

Для определения структуры СП-параметра порядка в настоящей работе использовался эффект некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО). Данный эффект реализуется в симметричных SnS-контактах, представляющих собой два массивных СП-берега (S), соединенных между собой тонким слоем нормального металла (n). ЭНМАО наблюдается в некогерентных баллистических контактах, когда толщина слоя нормального металла  $d$  полученного туннельного контакта  $d < l$  (где  $l$  — характерная длина неупругого рассеяния), а характерный размер куперовских пар  $\xi_0$  не превышает расстояние между СП-берегами  $\xi_0 < d$ . Андреевский вклад в туннельный ток приводит к тому, что вольтамперные характеристики (ВАХ) и спектры дифференциальной проводимости (ДП)  $dI(V)/dV$  туннельного контакта при температурах  $T < T_c$  принимают следующий характерный вид [21, 22]. ВАХ во всем диапазоне смещений  $eV$  демонстрируют избыточный андреевский ток по сравнению с  $I(V)$  в нормальном состоянии. Поскольку рассматривается некогерентный режим, сверхтоковая ветвь на  $I(V)$  отсутствует.  $dI(V)/dV$ -спектр содержит область повышенной динамической проводимости в центре, при  $eV \rightarrow 0$  — так называемый андреевский «фут». Наиболее важно, при напряжениях смещения  $eV_n(T) = 2\Delta(T)/n$  (где  $n$  — натуральные числа) на  $dI(V)/dV$ -спектрах возникают

характерные андреевские минимумы проводимости, совокупность которых называется субгармонической щелевой структурой (СГС). Анализ положений наблюдаемых в эксперименте минимумов СГС позволяет напрямую определять амплитуду СП-параметра порядка  $\Delta(T)$  при любой температуре  $T < T_c$ . В случае, когда имеет место многозонная сверхпроводимость с несколькими параметрами порядка, на полученных  $dI(V)/dV$  будет наблюдаться соответствующее число независимых наборов СГС, каждый из которых будет определяться собственным значением СП-щели  $\Delta_i$ . Отметим, что максимальное число  $n$  наблюдаемых минимумов СГС ограничено параметрами контакта: при понижении баллистического соотношения  $l/d$  [23], росте величины барьерного параметра  $Z$  [21] и увеличении параметра неупругого размытия  $\Gamma$  минимумы СГС размываются, особенности высших порядков на  $dI(V)/dV$  становятся неразрешимы.



**Рис. 2.** Рентгенограмма поликристалла  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$  (верхняя панель) в сравнении с ожидаемым положением пиков (нижняя панель).

При реализации в системе анизотропного СП-параметра порядка с расширенным s-волновым типом симметрии, когда  $\Delta_{anis}$  имеет распределение в  $k$ -пространстве, но ни в одной точке не обращается в ноль, набор минимумов СГС, соответствующий  $\Delta_{anis}$ , приобретает характерный вид набора дублетов — парных минимумов  $dI(V)/dV$ , соединенных между собой перемычкой («аркой») [23]. При этом положения минимумов каждого дублета будут соответствовать максимальному и минимальному значению анизотропного параметра порядка  $\Delta^{max}$  и  $\Delta^{min}$  в  $k$ -пространстве. Дублетные особенности спектров  $dI(V)/dV$ , отвечающие приведенному теоретическому описанию и сигнализирующие об анизотропии СП-параметра порядка, уже наблюдались нами ранее для состава  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$  [10].

В рамках текущей работы SnS-контакты были получены при помощи механически регулируемой планарной модификации известной методики «break-junction» [24]. Технические возможности, преимущества и ограничения используемой нами экспериментальной конфигурации более подробно обсуждаются в обзоре [25].

Основная идея методики «break-junction» заключается в создании туннельного контакта путем механического раскалывания образца при криогенных температурах, при этом СП-свойства измеряются локально. В рамках подготовки к измерениям исследуемый образец прямоугольной формы с геометрическими размерами порядка  $2 \times 1 \times 0.1$  мм<sup>3</sup> фиксируется на поверхности упругого П-образного измерительного столика при помощи четырех капель InGa-припоя, выполняющих роль токовых и потенциальных контактов. В процессе монтажа плоскость образца удерживается параллельно поверхности столика. Система охлаждается до температуры 4.2 К, застывший припой фиксирует образец механически. Далее, путем вращения расположенного над системой микрометрического винта, его поступательное смещение передается на поверхность пружинящего столика, прогибая её. Вследствие прогиба столика слоистый монокристалл расслаивается вдоль *ab*-направления, образуя два СП-берега, со ступеньками и террасами на поверхности. При этом естественным образом формируется симметричный ScS (где *c* — сужение) туннельный контакт, в котором туннельный ток течет вдоль *c*-направления. Момент образования туннельного контакта контролируется объективно по появлению конечного наклона ВАХ в реальном времени. С помощью микрометрического винта полученная структура поддается дальнейшей прецизионной настройке: под действием плавной регулировки массивные СП-берега контакта смещаются вдоль поверхности криогенного скола, обеспечивая обратимую вариацию геометрических параметров контакта. Таким образом, проведение одного эксперимента обеспечивает возможность сбора статистики через исследование туннельных ScS-контактов различной площади, с различным нормальным сопротивлением, полученных в различных точках криогенного скола.

В предыдущих работах было неоднократно показано [25], что в поликристаллах слоистых соединений возможно раскалывание отдельных кристаллических зёрен в плоскости микротрещины с образованием ступенек и террас аналогично слоистым монокристаллам. Согласно приведённым оценкам [24], размеры получаемых туннельных контактов в среднем на порядок меньше ширины террас и на 2–3 порядка меньше размера кристаллических зёрен.

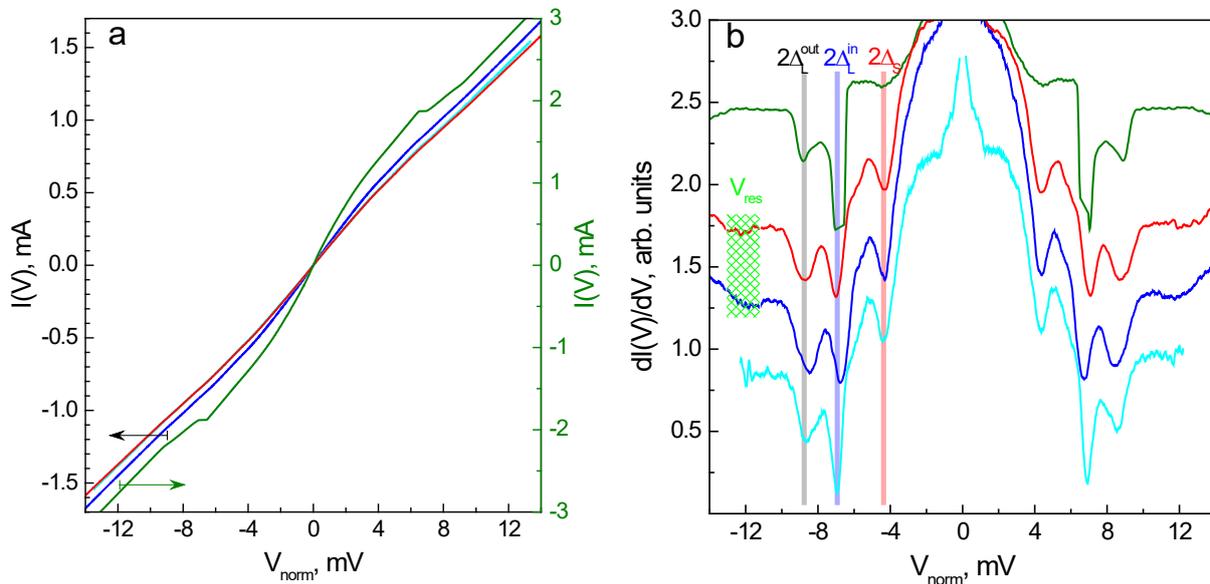
Барьерный слой получаемого туннельного ScS-контакта в зависимости от прозрачности может проявлять как свойства изолятора (SIS), так и нормального металла (SnS). Конкретный режим будет определяться такими характеристиками контакта, как баллистическое отношение  $l/d$  и величина барьерного параметра  $Z$ . Режим определяет характерный вид ВАХ и  $dI(V)/dV$ -спектров. В рамках данной работы к анализу представлены баллистические контакты высокой прозрачности, в которых реализуется ЭНМАО.

В слоистых образцах возможно получение стопочных структур ScS..ScS, образованных эквивалентными ScS-контактами. В этом случае положение всех особенностей, вызванных объемными свойствами, увеличивается в  $m$  раз, где  $m$  — число контактов в стопке.

Подводя итог, можно выделить основные преимущества планарной механически регулируемой техники «break-junction». Используемая методика позволяет локально определять значения амплитуды СП-параметра порядка при различных температурах вплоть до  $T_c$ . Статистический анализ туннельных контактов различной геометрии, получаемых механической регулировкой в рамках каждого цикла измерений, позволяет подтверждать воспроизводимость исследуемых энергетических параметров сверхпроводника. Полученные при этом значения СП-щелей оказываются максимально приближены к их объемным значениям в силу высокой чистоты естественных туннельных структур, создаваемых внутри объема сверхпроводника при температуре 4.2 К. Последняя особенность методики приобретает дополнительную актуальность в рамках настоящего исследования: как известно, допированные Ni соединения Ва-122 склонны к значительному искажению свойств на поверхности, которое препятствует прямому изучению СП-щели при помощи, например, методики ФЭСУР.

### 3. Результаты

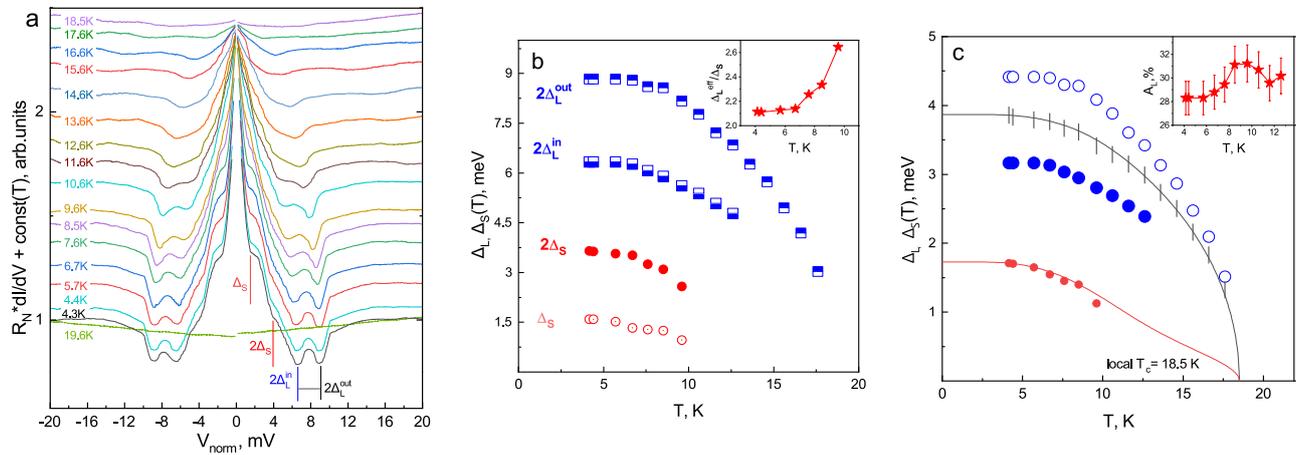
В результате эксперимента были получены стопочные контакты типа ScS..ScS, для них измерены ВАХ и ДП-спектры при  $T = 4.2$  К, некоторые из которых представлены на рис. 3. На ВАХ и ДП-спектрах воспроизводятся следующие особенности, характеризующие реализацию эффекта ЭНМАО в соответствии со всеми существующими теориями, описанными в предыдущем разделе, такие как: избыточный андреевский ток во всем диапазоне напряжений, стремящийся к постоянному значению при максимальных смещениях. На рис. 3а ВАХ нормированы на число последовательных контактов в стопках, которое менялось от 6 до 10 ScS-контактов, нормальные сопротивления контактов  $R_N \approx 60\text{--}90$  Ом. Нормированные ВАХ (синяя, красная и голубая кривые) почти совпадают, а значит, величина барьерного параметра  $Z$ , эффективная площадь, баллистическое отношение  $l/d$  — примерно одни и те же для всех контактов в стопках. Можно предположить, что при повороте микрометрического винта одиночные ScS-контакты с примерно одинаковыми характеристиками последовательно отключаются и подключаются, что линейно влияет на смещение положений особенностей СГС по напряжению. На рис. 3б представлены продифференцированные по напряжению ВАХ с рис. 3а соответствующих цветов, полупрозрачными столбиками обозначены главные минимумы СГС: дублет от большой СП-щели  $2\Delta_{L,anis}$  (максимальная амплитуда энергии связи куперовских пар в  $k$ -пространстве  $2\Delta_L^{out} \approx 8.8 \pm 0.4$  мэВ, минимальная  $2\Delta_L^{in} \approx 6.6 \pm 0.3$  мэВ) и особенность от малой СП-щели  $2\Delta_S \approx 3.2 \pm 0.2$  мэВ. Для сравнения на рис. 3 приведены ВАХ и ДП-спектр андреевского SnS-контакта на основе монокристалла  $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$  с близкой  $T_c = 18$  К (обозначены зеленым цветом) [22]. На  $dI/dV$  контакта на основе монокристалла наблюдается дублет на том же напряжении смещения, что и на ДП-спектрах контактов на базе поликристалла, что говорит о хорошей воспроизводимости результатов на разных образцах. Это также подтверждает, что контакты, полученные нами на поликристаллах созданы в результате расслоения монокристаллических зёрен по слабому  $c$ -направлению, вдоль СП  $ab$ -плоскостей, и не вызваны кручением берегов контакта в реальном пространстве.



**Рис. 3.** (а) Вольтамперные характеристики андреевских SnS-контактов в баллистическом режиме высокой прозрачности на основе поликристаллического  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$ , нормированные по напряжению на количество последовательных контактов в стопке, токовая ось  $I(V)$  слева. Здесь же построена ВАХ для андреевского SnS-контакта на монокристалле близкого состава  $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$  [26], токовая ось справа. (б) ДП-спектры, соответствующие ВАХ с (а), нормированные на значение проводимости при больших смещениях и произвольно сдвинутые по вертикали для удобства рассмотрения. Полупрозрачными столбиками обозначены воспроизводимые особенности андреевских СГС от  $2\Delta_L^{out} \approx 8.8$  мэВ,  $2\Delta_L^{in} \approx 6.6$  мэВ,  $2\Delta_S \approx 3.2$  мэВ, также салатovým цветом отмечено положение воспроизводимой особенности при  $eV_{res} \approx 11\text{--}12$  мэВ, связанной с проявлением бозонного резонанса. Данные измерены при  $T = 4.2$  К.

На ДП-спектрах при  $T = 4.2$  К при смещениях  $eV > 2\Delta_L^{out}$  наблюдается воспроизводимая особенность при  $eV_{res} \approx 11-12$  мэВ, предположительно, связанная с испусканием спинового экситона в результате ЭНМАО. Подробный анализ вышеуказанной особенности будет проведён ниже.

На рис. 4а представлено изменение ДП-спектров одного из полученных контактов в температурном диапазоне  $4.3 \leq T \leq 19.6$  К. Андреевский «фут» полностью исчез на кривой при  $T = 19.6$  К, что означает переход контакта в нормальное состояние. Отмечены хорошо различимые особенности СГС от малой и анизотропной большой СП-щелей. На рис. 4б построена температурная зависимость положений СГС, особенности меньшей амплитуды быстрее размываются с повышением температуры из-за неупругого рассеяния, поэтому температурная зависимость таких особенностей вблизи  $T_c$  не определима. На вставке на рис. 4б видно, что отношение амплитуды эффективной большой СП щели к амплитуде малой СП щели слабо растёт с температурой: при температуре  $T = 10$  К отношение увеличилась на 30% относительно этой величины при  $T = 4.3$  К. Это также доказывает различие в скорости уменьшения амплитуды СП-щелей с повышением температуры, таким образом,  $\Delta_S$  — отдельный СП-параметр порядка.



**Рис. 4.** (а) Температурная эволюция ДП-спектра андреевского SnS-контакта на основе  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$ . Динамическая поводимость при  $T = 4.3$  К и  $T = 19.6$  К, по вертикали нормированная на своё значение при  $eV \gg 2\Delta(0)$ , совпадает, что доказывает неизменность нормального сопротивления контакта выше и ниже  $T_c$ . Спектры для остальных значений температур  $4.4 \leq T \leq 18.5$  К вручную смещены по вертикали для удобства анализа. Вертикальными линиями указано положение особенностей СГС от большой и малой СП-щелей при  $T = 4.3$  К. (б) Температурные зависимости положений особенностей на  $dI/dV$  спектрах, обозначенных на графике (а), размер символа соответствует величине погрешности измерений. На вставке построено отношение среднего значения амплитуды большой СП-щели  $\Delta_L^{eff} = (\Delta_L^{out} + \Delta_L^{in})/2$  к малой  $\Delta_S$  от температуры. (с) Температурные зависимости СП-щелей по данным (а, б). Приведены результаты расчета в рамках двухщелевой модели Москаленко и Сула [27, 28], в качестве температурной зависимости большой СП-щели взята  $\Delta_L^{eff}(T)$ . На вставке показано, что параметр анизотропии большой СП-щели  $A_L = 100\% \cdot [1 - \Delta_L^{in}/\Delta_L^{out}]$  слабо зависит от температуры и сохраняется примерно равным  $A_L \approx (30 \pm 5)\%$ .

Полученные зависимости  $\Delta_L^{eff}(T)$  и  $\Delta_S(T)$  были аппроксимированы зависимостями, рассчитанными в рамках теоретической двухзонной модели Москаленко и Сула [27, 28]. Свободными параметрами в ней являются локальная критическая температура СП-контактной области  $T_c$ , параметр  $\alpha$ , определяющий отношение межзонных констант связи, параметр  $\beta$ , определяющий отношение силы внутризонного к силе межзонного взаимодействия СП-конденсатов в двух зонах. В результате получили температурные зависимости, показанные на рис. 4с сплошными линиями, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Определенные параметры: локальная  $T_c = 18.5$  К,  $\alpha = 5.3$ ,  $\beta = 10.1$ , рассчитанная четверка перенормированных констант связи:  $\lambda_{11} = 0.2956$ ,  $\lambda_{22} = 0.2404$ ,  $\lambda_{12} = 0.06076$ ,  $\lambda_{21} = 0.01146$ . Полученные температур-

ные зависимости СП-щелей соответствуют случаю слабого межзонного взаимодействия.

#### 4. Обсуждение

Из экспериментальных данных определены характеристические отношения теории БКШ  $2\Delta_L^{out}(0)/k_B T_c \approx 5.5$ ,  $2\Delta_L^{in}(0)/k_B T_c \approx 4$  и  $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 2$ . Полученные результаты согласуются с полученными ранее данными для монокристаллов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  с  $x = 0.08, 0.12$  и  $0.14$  с соответствующими  $T_c = 18.3$  К, 18 К, 12 К, методами ЭНМАО-спектроскопии [26, 29, 10].

Обсудим природу наблюдаемой особенности при смещениях  $eV_{res} \approx 11\text{--}12$  мэВ при  $T = 4.2$  К, показанной на рис. 3б. В соответствии с теорией [30], если условие резонанса выполняется на векторе нестинга между двумя листами поверхности Ферми, на одном из которых открывается большая СП-щель, а на другом — малая, тогда  $E_{res} < \Delta_L + \Delta_S$  ( $T \rightarrow 0$ ). Либо, если нестинг имеет место между листами, на которых открывается большая СП-щель, то  $E_{res} < 2\Delta_L$ . Тогда в ЭНМАО эксперименте бозонный резонанс ожидается при  $eV_{res} = 2\Delta(0) + E_{res}$ , а наблюдение этой особенности возможно, если  $E_{res} < 2\Delta(0)$ . Предположив, что бозон излучается частицами из зоны с малой СП-щелью в процессе ЭНМАО, получим  $E_{res} = eV_{res} - 2\Delta_S \approx 7.7$  мэВ  $> 2\Delta_S$ . Вышеуказанный процесс будет диссипативным и не приведет к появлению особенности на спектре. Значит, бозон испускается в процессе ЭНМАО в зоне с большой СП-щелью. Тогда, взяв для оценки  $\Delta_L^{eff}$ , оценим его энергию, как  $E_{res} = eV_{res} - 2\Delta_L^{eff} \approx 4.3$  мэВ. Это значение оказывается меньше как  $2\Delta_L^{eff}$ , так и непрямой СП-щели  $\Delta_L + \Delta_S$  при  $T \ll T_c$ , что согласуется с расчетом [30]. Характеристическое отношение энергии бозона  $E_{res}/k_B T_c \approx 2.7$  находится вблизи нижней границы диапазона значений, полученных ранее в оксипниктидах системы 1111 [12]. Таким образом, наблюдаемый бозонный резонанс при смещении  $eV_{res}$  может быть спиновым экситоном.

#### 5. Выводы

С помощью метода ЭНМАО-спектроскопии нами были исследованы СП-свойства поликристалла  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$ : обнаружена многощелевая сверхпроводимость с анизотропией в  $k$ -пространстве СП-параметра порядка большей амплитуды и предположительной изотропностью малой СП-щели. Напрямую определены амплитуды СП-параметров порядка при  $T = 4.2$  К:  $\Delta_L^{out}(0) = 4.4 \pm 0.2$  мэВ,  $\Delta_L^{in}(0) = 3.2 \pm 0.2$  мэВ,  $\Delta_S(0) = 1.6 \pm 0.1$  мэВ, рассчитаны характеристические отношения теории БКШ:  $2\Delta_L^{out}(0)/k_B T_c \approx 5.5$ ,  $2\Delta_L^{in}(0)/k_B T_c \approx 4$  и  $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 2$ . Напрямую измеренные температурные зависимости СП-параметров порядка вплоть до  $T_c$  хорошо описываются в рамках двухщелевой модели Москаленко и Сула для случая слабого межзонного взаимодействия. В результате эксперимента наблюдалась особенность, вызванная испусканием бозона в процессе ЭНМАО, предположительно, спинового экситона, оценена его энергия  $E_{res} \approx 4.3$  мэВ при  $T \ll T_c$ .

#### Литература

- [1] X. Lu, Phase Diagram and Magnetic Excitations of  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ : A Neutron Scattering Study. — Singapore: Springer, 2017.
- [2] X. Lu, J.T. Park, R. Zhang, H. Luo, A.H. Nevidomskyy, Q. Si, P. Dai, Science **345**, 657 (2014). DOI: 10.1126/science.1251853
- [3] N. Ni, A. Thaler, J.Q. Yan, A. Kracher, E. Colombier, S.L. Bud'Ko, P.C. Canfield, S.T. Hannahs, Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics **82**, 024519 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.82.024519
- [4] X. Lu, H. Gretarsson, R. Zhang, X. Liu, H. Luo, W. Tian, M. Laver, Z. Yamani, Y.-J. Kim, A.H. Nevidomskyy, Q. Si, and P. Dai, Phys. Rev. Lett. **110**, 257001 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.257001
- [5] В.А. Власенко, ОА. Соболевский, А.В. Садаков, К.С. Перваков, С.Ю. Гаврилкин, А.В. Дик,

- Ю.Ф. Ельцев, Письма в ЖЭТФ **107**, 121 (2018). DOI: 10.7868/S0370274X18020108
- [6] S. Ideta, T. Yoshida, I. Nishi, A. Fujimori, Y. Kotani K. Ono, Y. Nakashima, S. Yamaichi, T. Sasagawa, M. Nakajima, K. Kihou, Y. Tomioka, C.H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, T. Ito, S. Uchida, R. Arita, Physical Review Letters **110**, 107007 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.107007
- [7] H. Luo, Z. Yamani, Y. Chen, X. Lu, M. Wang, S. Li, T.A. Maier, S. Danilkin, D.T. Adroja, P. Dai, Phys. Rev. B **86**, 024508 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.024508
- [8] M. Tortello, D. Daghero, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov, J. Jiang, J.D. Weiss, E.E. Hellstrom, R.S. Gonnelli, PRL **105**, 237002 (2010).
- [9] M. Tortello, D. Daghero, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov, N.D. Zhigadlo, J. Karpinski, J. Jiang, R.S. Gonnelli, J Supercond Nov Magn **25**, 1297 (2012). DOI 10.1007/s10948-012-1598-x
- [10] T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, Phys. Rev. B **104**, 174512 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.174512
- [11] M.M. Korshunov, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva Materials **15**, 6120 (2022). DOI:10.3390/ma15176120
- [12] S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, N. D. Zhigadlo, EPL **119**, 17007 (2017).
- [13] H. Kontani and S. Onari, Phys. Rev. Lett. **104**, 157001(2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.157001
- [14] H. Nakaoka, Y. Yamakawa, H. Kontani, Phys. Rev. B **98**, 125107 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.98.125107
- [15] I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.057003
- [16] T. Saito, S. Onari, H. Kontani, Phys. Rev. B **88**, 045115 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.88.045115
- [17] T.E. Kuzmicheva, A.V. Muratov, S.A. Kuzmichev, A.V. Sadakov, Yu.A. Aleshchenko, V.A. Vlasenko, V.P. Martovitsky, K.S. Pervakov, Yu.F. Eltsev, V.M. Pudalov, Physics-USpekhi **60**, 419 (2017). DOI: 10.3367/UFNe.2016.10.038002
- [18] L. Lin, H.M. Zhang, M.F. Liu, Shoudong Shen, S. Zhou, D. Li, X. Wang, Z.B. Yan, and Z.D. Zhang, Jun Zhao, Shuai Dong, J.-M. Liu, Phys. Rev. B **93**, 075146 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.93.075146
- [19] H. Ding, P. Richard, K. Nakayama, K. Sugawara, T. Arakane, Y. Sekiba, A. Takayama, S. Souma, T. Sato, T. Takahashi, Z. Wang, X. Dai, Z. Fang, G.F. Chen, J.L. Luo, N.L. Wang, Europhys. Lett. **83**, 47001 (2008). DOI: 10.1209/0295-5075/83/47001
- [20] J.R. Williams, D.A. Abanin, L. Di Carlo, L.S. Levitov, and C.M. Marcus, Phys. Rev. B **80**, 094501 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.80.045408
- [21] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, and T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983). DOI: 10.1103/PhysRevB.27.6739
- [22] R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicolisky, Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevB.42.3992
- [23] T.P. Devereaux, P. Fulde, Phys. Rev. B **47**, 14638 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevB.47.14638
- [24] J. Moreland and J. W. Ekin, J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1985). DOI: 10.1063/1.335608
- [25] S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, Low Temp. Phys. **42**, 1008–1027 (2016). DOI: 10.1063/1.4971437
- [26] А.В. Садаков, А. В. Муратов, С.А. Кузьмичев , О.А. Соболевский, Б.И. Массалимов, А.Р. Прищеп, В.М. Михайлов, К.С. Перваков, В.А. Власенко, Т.Е. Кузьмичева, Письма в ЖЭТФ **116**, 686 (2022). DOI: 10.31857/S123456782222007
- [27] В.А. Москаленко, УФН **113**, 340 (1974).
- [28] H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959). DOI: 10.1103/PhysRevLett.3.552
- [29] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко, Письма в ЖЭТФ **118**, 526 (2023). DOI: 10.31857/S12345678231900
- [30] M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, and Yu. N. Togushova, Phys. Rev. B **94**, 094517 (2016).

## Study of superconducting properties of polycrystalline layered underdoped pnictide $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ with $x = 0.07$

A. D. Ilina<sup>1,\*</sup>, I. A. Nikitchenkov<sup>1,2</sup>, S. A. Kuzmichev<sup>2,1</sup>, K. S. Pervakov<sup>1</sup>, V. A. Vlasenko<sup>1</sup>, A. S. Medvedev<sup>1</sup>, T. E. Kuzmicheva<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninsky prospect 53, 119991 Moscow, Russia

<sup>2</sup> Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory 1, 119991 Moscow, Russia

\* e-mail: anastasiailina2802@gmail.com

We studied the superconducting energy parameters of underdoped polycrystalline  $\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$  pnictide with  $T_c \approx 18.5$  K synthesized via a novel method. Using incoherent multiple Andreev reflection effect spectroscopy, we directly determined the magnitudes of two microscopic superconducting order parameters: the small superconducting gap and a possibly large anisotropic gap in the  $k$ -space, their characteristic ratios and temperature dependences. The calculated temperature dependences of the superconducting gaps, calculated using the model written by Moskalenko and Suhl for two effective superconducting condensates fits well with the experimental data. A resonant interaction of the superconducting subsystem with a characteristic bosonic mode has been observed and the boson energy at  $T \ll T_c$  was determined.

Keywords: high-temperature superconductivity; pnictides; Moskalenko and Suhl model; superconducting order parameter; Andreev spectroscopy.



Анастасия Даниловна Ильина — вк. м. н. с. отдела «Центр ВТСП и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга» Физического института им. П. Н. Лебедева РАН», студентка магистратуры МФТИ.

Anastasia D. Ilina — master student of MIPT, junior researcher at Ginzburg Center for High-Temperature Superconductivity and Quantum Materials, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences.



Илья Алексеевич Никитченков — м. н. с. отдела «Центр ВТСП и квантовых материалов В. Л. Гинзбурга» Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, студент 2 курса магистратуры МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики низких температур и сверхпроводимости.

Ilya A. Nikitchenkov — junior researcher at Ginzburg Center for High-Temperature Superconductivity and Quantum Materials, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, master student of M. V. Lomonosov Moscow State University.



Светослав Александрович Кузьмичев — вк. с. н. с., к. ф.-м. н. кафедры физики низких температур и сверхпроводимости физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Dr. Svetoslav A. Kuzmichev — senior researcher, Low Temperature Physics and Superconductivity Department, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.



Кирилл Сергеевич Перваков — вк. н. с. отдела «Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга» Физического института им. П. Н. Лебедева РАН.

Dr. Kirill S. Pervakov — Researcher at V. L. Ginzburg Center for High Temperature Superconductivity and Quantum Materials, P. N. Lebedev Physical Institute RAS.



Владимир Александрович Власенко — к. ф.-м. н., с. н. с. отдела «Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга» Физического института им. П. Н. Лебедева РАН.

Dr. Vladimir A. Vlasenko — Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher at V.L. Ginzburg Center for High Temperature Superconductivity and Quantum Materials, P. N. Lebedev Physical Institute RAS.



Алексей Сергеевич Медведев — вк. м. н. с. отдела «Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга» Физического института им. П. Н. Лебедева РАН.

Alexey Medvedev — junior researcher at Ginzburg Center for High-Temperature Superconductivity and Quantum Materials, P.N. Lebedev Physical Institute RAS.



Татьяна Евгеньевна Кузьмичева — к. ф.-м. н., вк. с. н. с. отдела «Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга» Физического института им. П. Н. Лебедева РАН.

Dr. Tatiana Kuzmicheva — Ph.D. in Physics and Mathematics, Ginzburg Center for High-Temperature Superconductivity and Quantum Materials, Lebedev Physical Institute RAS.