Article

Features of the tunneling conductance of break-junctions in underdoped $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ single crystals

I. A. Nikitchenkov[1,2,*], A. D. Lomonosova[2], S. A. Kuzmichev[1], K. S. Pervakov[2], V. A. Vlasenko[2]

1 Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1, 119991, Moscow, Russia
2 P. N. Lebedev Physical Institute of the RAS, Leninsky prospect, 53, 119991, Moscow, Russia
* e-mail: nikitchenkov.ia19@physics.msu.ru

The features of the $I(V)$ and $dI(V)/dV$ characteristics of tunneling break-junctions formed in underdoped $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ single crystals with $x \approx 0.07$ and 0.08 and critical temperatures $T_c \approx 16$ and 19 K, respectively, were studied at various temperatures. A reproducible nonlinearity of the $I(V)$ characteristics and tunneling conductance was observed both below and above T_c. This behavior is unusual for contacts based on conventional superconductors and is not directly related to superconducting properties. The nonlinearity is characterized by the presence of maxima and minima in the $dI(V)/dV$-spectra located at bias voltages $V_{max} \approx 21$ mV, $V_{min} \approx 40$ mV for compounds with $x \approx 0.07$ and $V_{max} \approx 19$ mV, $V_{min} \approx$ ≈ 48 mV for $x \approx 0.08$. Below T_c, features caused by incoherent Andreev reflections are observed on the background of this nonlinearity. The energy parameters of the superconducting state were estimated from the analysis of the Andreev features of $dI(V)/dV$ spectra: the magnitude of the large superconducting gap $2\Delta_L(0) = 5.8$–7.9 meV and the small superconducting gap $2\Delta_S(0) = 2.3$ meV for $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ compounds, as well as the large superconducting gap $2\Delta_L(0) = 4.5$–8.5 meV for $BaFe_{1.93}Ni_{0.07}As_2$ (the range of the $2\Delta_L(0)$ values relates to possible anisotropy of the superconducting condensate properties in k-space). The origin of the observed effects is discussed.

Keywords: high-temperature superconductivity; pnictides; tunneling spectroscopy; electronic density of states.

DOI: 10.62539/2949-5644-2026-4-1-60-73

УДК 538.945

Статья

Особенности туннельной проводимости контактов на микротрещине в монокристаллах $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ недодопированных составов

И. А. Никитченков[1,2,*], А. Д. Ломоносова[2], С. А. Кузьмичев[1], К. С. Перваков[2], В. А. Власенко[2]

1 Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, 119991, Москва, Россия
2 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, 119991, Москва, Россия
* e-mail: nikitchenkov.ia19@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 17.03.2026, после переработки 18.03.2026, принята к публикации 19.03.2026.

Исследованы особенности $I(V)$ и $dI(V)/dV$-характеристик туннельных контактов на микротрещине, созданных в монокристаллах $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с $x \approx 0.07$ и 0.08 недодопированных составов и критическими температурами $T_c \approx 16$ и 19 К, соответственно, при различных температурах. Как выше, так и ниже T_c обнаружена воспроизводимая нелинейность $I(V)$ и туннельной проводимости, нехарактерная для контактов на основе классических сверхпроводников и не связанная напрямую со сверхпроводящими свойствами. Нелинейность характеризуется присутствием на спектрах дифференциальной проводимости максимумов и минимумов $dI(V)/dV$, расположенных при напряжениях смещения $V_{max} \approx 21$ мВ, $V_{min} \approx 40$ мВ для составов с $x \approx 0.07$ и $V_{max} \approx 19$ мВ, $V_{min} \approx 48$ мВ для $x \approx 0.08$. Ниже T_c на фоне данной нелинейности присутствуют особенности, вызванные эффектом некогерентных андреевских отражений. Из анализа андреевских особенностей $dI(V)/dV$-спектров были оценены энергетические

параметры сверхпроводящего состояния — амплитуда большой сверхпроводящей щели $2\Delta_L(0)$ = 5.8–7.9 мэВ и малой сверхпроводящей щели $2\Delta_S(0)$ = 2.3 мэВ для состава $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$, а также амплитуда большой сверхпроводящей щели $2\Delta_L(0)$ = 4.5–8.5 мэВ для $BaFe_{1.93}Ni_{0.07}As_2$ (предположительно, диапазон значений $2\Delta_L(0)$ обусловлен анизотропией сверхпроводящего конденсата в *k*-пространстве). Обсуждается природа наблюдаемых эффектов.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость; пниктиды; туннельная спектроскопия; плотность электронных состояний.

1. Введение

В классе железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1] выделяется структурное семейство «122», к которому в том числе относятся соединения на основе $BaFe_2As_2$. Успешно выращиваются крупные монокристаллы $BaFe_2As_2$; исследователям доступны образцы с различным электронным, дырочным и изовалентным замещением, что позволяет свободно исследовать свойства системы в различных точках фазовой диаграммы [2]. Сверхпроводящие (СП) соединения на основе $BaFe_2As_2$ при умеренных значениях критических температур T_c обладают значительными критическими магнитными полями $H_{c2}(0)$, что актуализирует научные исследования системы с перспективой её технологических применений [3].

Кристаллическая структура родительского соединения $BaFe_2As_2$ относится к тетрагональной сингонии с пространственной группой I4/mmm. При охлаждении ниже $T_s \approx 138$ K соединение переходит в орторомбическую фазу с соответствующей группой Fmmm, а при более низкой температуре $T_N \approx T_S$–0.2 K в системе спинов ионов железа наступает коллинеарное антиферромагнитное (АФМ) упорядочение в состояние с волной спиновой плотности (ВСП) [4]. Замещение Fe на Ni для $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ понижает температуры магнитного и структурного переходов и приводит к появлению на фазовой диаграмме допирования «сверхпроводящего колокола» с максимальной критической температурой $T_c \approx 21$ K вблизи оптимальной степени замещения $x \approx 0.1$.

Электронные свойства $BaFe_2As_2$ квазидвумерны и определяются в основном 3d-орбиталями атомов Fe. Поверхность Ферми соединения состоит из дырочных цилиндров в Г-точке зоны Бриллюэна и электронных цилиндров в *X*/*Y*-точках, причем вдоль k_z-направления квазиимпульса все цилиндры оказываются гофрированы [5]. Для $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ исследования зонной структуры методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) практически не проводились [5] — образующиеся в соединении поверхностные зоны слишком сильно искажают результаты исследования, не позволяя получать информацию об электронных свойствах системы в объеме. Тем не менее, как для родительского соединения, так и для родственного по типу допирования состава $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ была показана близость перехода Лифшица, а также наличие «плоской зоны» и пиков плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми [6, 7].

Сверхпроводящая подсистема $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$, как правило, характеризуется минимум двумя СП-конденсатами — малой и большой сверхпроводящими щелями Δ_S и Δ_L. Ранее нашей группой для монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ были оценены характеристические отношения теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), значения которых в широком диапазоне замещения Fe:Ni составляли $2\Delta_L(0)/k_BT_c \approx 4$–6 для большой СП-щели и $2\Delta_S(0)/k_BT_c \approx 2$ для малой СП-щели; разброс значений в случае Δ_L обусловлен предположительной анизотропией свойств сверхпроводящего конденсата в *k*-пространстве [8, 9]. За счет особенностей структуры соединений в литературе может возникать расхождение данных, полученных при исследовании поверхностными, объемными и локальными методами. По этой причине для $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ литературные данные образуют два широких диапазона значений с $2\Delta_L(0)/k_BT_c \approx 3.5$–6.0, $2\Delta_S(0)/k_BT_c \approx 0.9$–2.3 [10].

Вопрос о ведущем механизме куперовского спаривания железосодержащих ВТСП остается открытым [11]. В связи с этим свойства нормального состояния представляют самостоятельный интерес для исследования, определяя условия возникновения сверхпроводимости.

Так, в литературе обсуждаются особенности типа псевдощели [12, 13], спиновые [14, 15], орбитальные [16] и нематические флуктуации [17], волны зарядовой плотности [18, 19], наличие особенностей ван Хова вблизи уровня Ферми [7].

Эксперименты в области туннельной спектроскопии нормального состояния соединений семейства $BaFe_2As_2$ приносят неоднозначные результаты. Например, в работе [20] по данным сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) было заявлено отсутствие псевдощели и других особенностей dI/dV-спектра нормального состояния туннельного контакта на базе $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ в широком диапазоне допирования, причем формально d$I(V)$/dV-спектры демонстрировали заметный U-образный фон как ниже, так и выше T_c , но эта особенность не рассматривалась в качестве отдельного воспроизводящегося явления. Аналогичное заключение об отсутствии выраженных структур на спектрах туннельной проводимости в нормальном состоянии делают авторы статьи [21], посвященной исследованиям методами СТС дырочно-допированного соединения $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$. В то же время в другой работе [22], посвящённой $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$, отмечается наличие пиков dI/dV в области высоких энергий вблизи $V \approx 60$ мВ, что авторы связывают с вкладом плотности электронных состояний от лежащего вблизи E_F дна/ потолка зоны. Особенности, вызванные присутствием сингулярности ван Хова, находящейся в пределах нескольких мэВ от уровня Ферми, были обнаружены на dI/dV-характеристиках в комбинированном СТС/ФЭСУР-исследовании [23] соединения KFe_2As_2.

Отдельно следует отметить систематическую работу Архама и соавторов [24], в которой при помощи спектроскопии точечного контакта для соединений $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ наблюдались нелинейности дифференциальной проводимости со структурой максимум-минимум, присутствовавшей на спектрах при $T > T_s > T_c$, что было интерпретировано авторами как проявление нематических свойств электронной подсистемы, поскольку эффект отсутствовал в передопированной области фазовой диаграммы. Наконец, наши предыдущие данные [25, 26] для $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ в широком диапазоне допирования $x = 0.08$–0.14, включающем передопированную область, показали воспроизводимость схожих по форме особенностей d$I(V)$/dV-спектров нормального состояния, содержащих максимум и минимум dI/dV, но находящихся при меньших смещениях V_{max} и V_{min} в сравнении с работой [24].

Настоящая работа продолжает эти исследования, фокусируясь на монокристаллах недодопированных составов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с $x \approx 0.07$ и 0.08. Для туннельных SnS-контактов, созданных методом планарного контакта на микротрещине, исследуются вольтамперные характеристики (ВАХ) и d$I(V)$/dV-характеристики. На основе d$I(V)$/dV-спектров, записанных ниже T_c, из анализа андреевских особенностей оцениваются параметры СП-конденсатов — амплитуда малой и большой СП-щели. Особое внимание уделяется анализу нелинейности спектров в нормальном состоянии и их температурной зависимости в области $T > T_c$. На примере теоретического подхода Живера и Мегерле [27] рассматривается возможная связь обнаруженной нелинейности d$I(V)$/dV-спектров в нормальном состоянии с особенностями плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми.

2. Использованные материалы и методы

Исследуемые в настоящей работе монокристаллы $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с номинальным содержанием никеля $x \approx 0.07$ и 0.08 были синтезированы при помощи метода «раствор в расплаве» [28, 29]. Кристаллическая структура образцов исследовалась методом рентгеновской дифракции, подтвердившим однофазность полученных монокристаллов, соответствующих заявленной СП-фазе «122». Установленный при помощи энергодисперсионной спектроскопии элементный состав образцов отвечал заданному шихтовому соотношению.

СП-свойства образцов были установлены из измерений температурных зависимостей электрического сопротивления $R(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$. Был обнаружен переход в СП-состояние с критической температурой перехода $T_c \approx 16$–19 K в зависимости от состава [8, 9, 28, 29, 30, 31].

Для получения туннельных контактов применялась планарная модификация методики «контакта на микротрещине» [32], заключающаяся в контролируемом механическом скалывании слоистого монокристалла с последующим формированием туннельного контакта между двумя поверхностями криогенного скола [33]. Перед проведением измерений образец, имеющий форму тонкой прямоугольной пластинки размерами 2 × 1 × 0.15 мм^3, фиксировался на медных электродах П-образного пружинящего измерительного столика по четырехконтактной схеме подключения. В качестве припоя использовалась In-Ga эвтектика, находящаяся в жидком состоянии при комнатной температуре, обеспечивающая гальванический контакт и механическую фиксацию образца на поверхности столика при дальнейшем охлаждении.

При монтаже монокристалл ориентировался таким образом, чтобы его *ab*-плоскость лежала параллельно плоскости измерительного столика. После охлаждения измерительного столика с образцом до температуры 4.2 К на поверхность столика оказывалось давление путем смещения микрометрического винта; столик прогибался, и возникающее в образце напряжение приводило к расслаиванию монокристалла вдоль *ab*-направления кристаллической решетки. Таким образом, внутри скола между двумя СП-берегами формировался туннельный контакт на естественных ступеньках и террасах, причем ток в данной геометрии протекал преимущественно вдоль *c*-направления монокристалла. Момент образования туннельного контакта контролировался в реальном времени по возникновению конечной проводимости на ВАХ.

В реальных условиях образования геометрии скола полученные контакты (в СП-состоянии) могут быть рассмотрены в виде *S*-*n*-*I*-*n*-*S*–структур, где *S* — сверхпроводник, *n* — тонкая нормальная область, *I* — изолятор (обозначим данный туннельный барьер, разделяющий два СП-берега, как $c \equiv nIn$). Прозрачность интерфейса удобно описывать безразмерным барьерным параметром *Z*, аналогично модели Блондера-Тинкхама-Клапвика [34, 35]. При достаточно малых значениях *Z*, соответствующих случаю барьера высокой прозрачности, $I(V)$ и $\mathrm{d}I(V)/\mathrm{d}V$-характеристики такого контакта будут близки к характеристикам *SnS*-контакта.

При условии баллистического квазичастичного транспорта (т. е. когда диаметр контактной области *d* много меньше длины свободного пробега квазичастиц $d << l$) на ВАХ «длинного» *SnS*-контакта с отсутствием тонкого слоя изолятора *I* (т. е. отсутствием нормальных отражений от *nS*-границ) и фазовой когерентности между СП-берегами ($\xi << d << l$, где ξ — длина когерентности Гинзбурга-Ландау) отсутствует сверхтоковая ветвь, а при малых смещениях $eV \to 0$ ожидается область повышенной проводимости (по сравнению с ВАХ в нормальном состоянии), т. н. область андреевского «пьедестала» [34, 35, 36]. В чистом пределе ($Z \to 0$) и при отсутствии рассеяния ВАХ демонстрирует избыточный ток во всем диапазоне смещений (относительно ВАХ выше T_c), а на $\mathrm{d}I(V)/\mathrm{d}V$-спектре ожидается появление щелевых особенностей (минимумов) при смещениях $|eV_n| = 2\Delta/n$, где Δ — сверхпроводящая щель, а *n* — целое число (порядок субгармоники андреевской особенности). Для многощелевых сверхпроводников такие андреевские минимумы могут наблюдаться отдельно для каждого СП-параметра порядка. Следует отметить, что рост барьерного параметра *Z* [34], уменьшение баллистического отношения l/d [37], а также влияние параметра неупругого размытия $\Gamma = \hbar/(2\tau)$ приводят к подавлению андреевского сигнала.

Для каждого полученного *ScS*-контакта локальная критическая температура T_c^{local} контактной области определялась из анализа температурной эволюции $\mathrm{d}I(V)/\mathrm{d}V$-спектров как температура, при которой исчезали особенности, связанные с эффектами андреевского отражения. Подход позволяет локально оценивать энергетические параметры сверхпроводящего и нормального состояния для исследуемой области протекания тока.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены ВАХ (a) и соответствующий ей $\mathrm{d}I(V)/\mathrm{d}V$-спектр (b) *ScS*-контакта, созданного в монокристалле $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$. Представлены данные, измеренные при $T = 4.2$ К (линии синего цвета) и при $T = 19.2\ \mathrm{K} > T_c^{local}$, превышающей локальную критическую

температуру контакта (штриховые линии красного цвета). В СП-состоянии при T = 4.2 К на d$I(V)$/dV-спектрах при малых смещениях наблюдается «пьедестал», характерный для андреевского *SnS*-режима. Минимумы дифференциальной проводимости (отмеченные вертикальными стрелками) являются фундаментальными андреевскими гармониками от нескольких СП-параметров порядка: расщепленная (дублетная) особенность при $|eV_n| \approx$ 5.8–7.9 мэВ соответствует полной ширине большой СП-щели $2\Delta_L(0)$, а минимум при $|eV_n| \approx$ 2.3 мэВ — малой СП-щели $2\Delta_S(0)$. Наблюдаемое расщепление андреевских особенностей от большой щели $2\Delta_L(0)$, предположительно, связано с анизотропией соответствующего СП-конденсата в k-пространстве, что уже обсуждалось ранее для родственных составов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ [8, 9]. В этом случае (в рамках численных расчетов [33] на основе подхода [38]) положения двух минимумов, образующих дублет, напрямую определяют экстремумы углового распределения большой СП-щели в k-пространстве: минимальную 5.8 мэВ и максимальную 7.9 мэВ энергии связи куперовской пары в данных зонах в зависимости от направления импульса электронов, образующих пару.

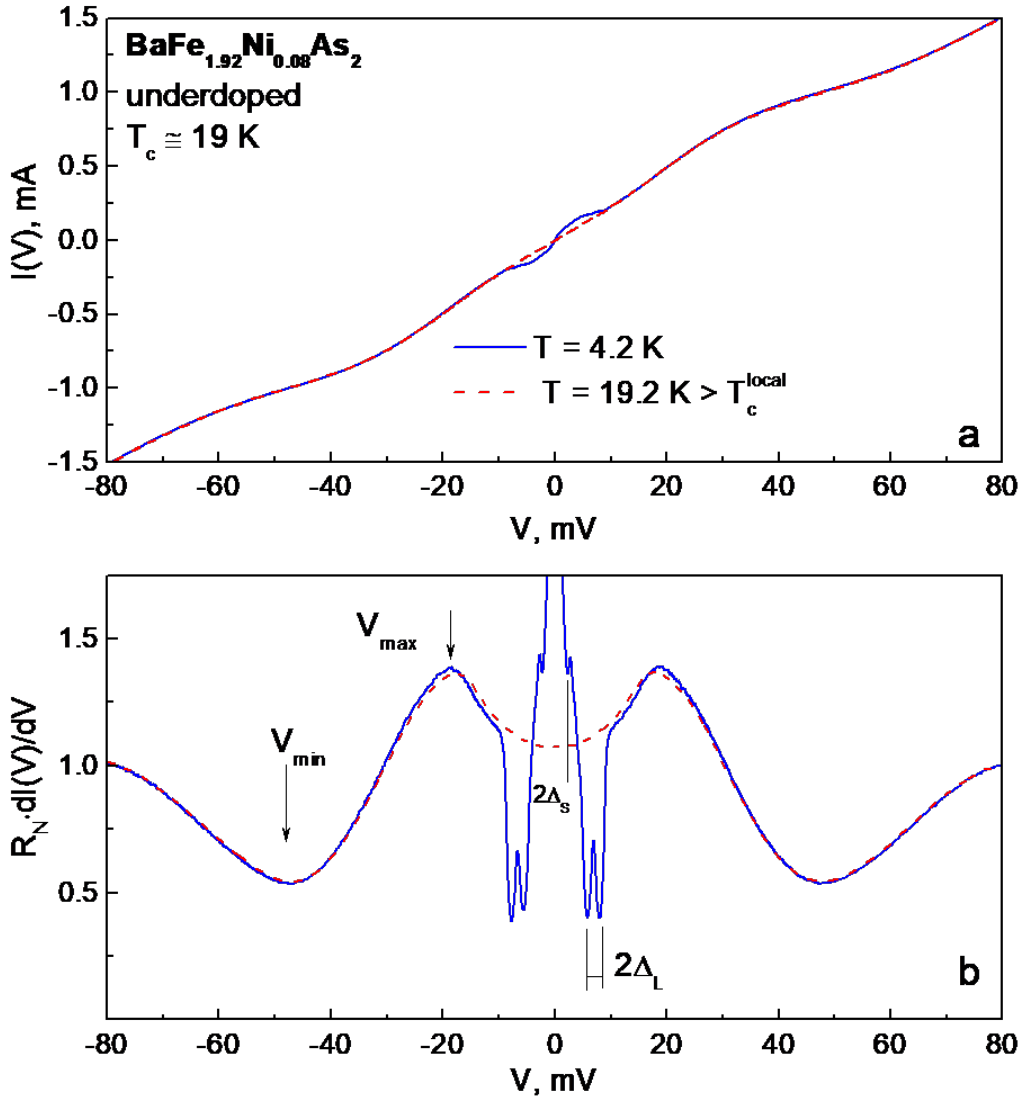


Рис. 1. ВАХ (a) и d$I(V)$/dV-спектр (b) *SnS*-контакта, созданного в монокристалле $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$, измеренные при T = 4.2 К (линии синего цвета) и T = 19.2 К > T_c^{local} (штриховые линии красного цвета). На (b) стрелками показаны положения максимума V_{max} и минимума V_{min} остаточной нелинейности d$I(V)$/dV-спектра, вертикальными штрихами — фундаментальных андреевских гармоник от СП-параметров порядка: анизотропной большой СП-щели $2\Delta_L(0)$ и малой СП-щели $2\Delta_S(0)$.

Стоит отметить, что в отличие от идеального случая *SnS*-контакта в чистом пределе с Z, $\Gamma = 0$, на экспериментальных ВАХ не выражен избыточный ток. Принимая во внимание неизменность нормального сопротивления контакта с ростом температуры $R_N(T) \approx \text{const}$, что обусловливает значительную долю баллистического транспорта через слабую связь, можно предположить, что отсутствие избыточного тока вызвано нормальными отражениями (барьерный параметр $Z \approx 0.5$). Другим фактором, приводящим к подавлению избыточного тока и сглаживанию андреевских субгармоник высоких порядков, может быть конечное значение параметра размытия Γ за счет нефононных каналов рассеяния. Отметим, что для некоторых железосодержащих сверхпроводников была обнаружена значительная амплитуда неупругого рассеяния $\Gamma \sim \Delta(0)$ [39].

При $T = 19.2$ К $> T_c^{local}$ на спектрах $\mathrm{d}I(V)/\mathrm{d}V$ исчезают андреевские особенности, однако ВАХ не линеаризуется — на спектрах сохраняется выраженная нелинейность $\mathrm{d}I(V)/\mathrm{d}V$, имеющая воспроизводящуюся форму с характерными максимумом и минимумом дифференциальной проводимости при смещениях $V_{max} \approx 19$ мВ и $V_{min} \approx 48$ мВ, значительно превышающих $2\Delta(0)$. Данные напряжения смещения используются нами в качестве энергетических характеристик обнаруженной нелинейности нормального состояния.

На рис. 2 и рис. 3 представлена температурная эволюция ВАХ (a) и $\mathrm{d}I(V)/\mathrm{d}V$-спектров (b) *ScS*-контакта, сформированного для монокристаллов $BaFe_{1.93}Ni_{0.07}As_2$ и $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ соответственно. Для удобства рассмотрения данных все кривые сдвинуты вручную вдоль оси ординат по порядку возрастания температуры; в действительности, нормальное сопротивление контакта оставалось практически постоянным $R_N(T) \approx \text{const}$, что свидетельствует о баллистическом характере квазичастичного транспорта [40, 41] и стабильности геометрии контакта с температурой. При низких температурах $T < T_c$ на спектрах дифференциальной проводимости наблюдаются характерные андреевские особенности — пик проводимости при $V = 0$ и минимумы, соответствующие фундаментальным гармоникам от СП-параметров порядка: для состава с $x = 0.08$ (см. рис 2b) положения минимумов соответствуют экстремумам анизотропной в k-пространстве большой СП-щели $2\Delta_L(0) = 5.8$–7.9 мэВ и малой СП-щели $2\Delta_S(0) = 2.3$ мэВ, тогда как для состава с $x = 0.07$ у представленного контакта (см. рис. 3b) отчетливо наблюдается только особенность, связанная с анизотропной большой СП-щелью $2\Delta_L(0) = 4.5$–8.5 мэВ. Последнее может быть связано с локальной вариацией параметра Γ, вероятно, принимающего большее значение для второго контакта — рост Γ в первую очередь сказывается на спектральных особенностях малой СП-щели $2\Delta_S(0)$, т. к. степень сглаживания особенностей определяется отношением Γ/Δ.

По мере роста температуры андреевские особенности постепенно размываются и окончательно исчезают при достижении локальной критической температуры контактов T_c^{local}. В то же время на спектрах как ниже, так и выше T_c^{local}, в обоих случаях сохраняется нелинейность, связанная со свойствами нормального состояния и характеризующаяся максимумом и минимумом $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$, наблюдаемыми при смещениях V_{max} и V_{min} соответственно. Следует отметить, что форма остаточной нелинейности нормального состояния на рис. 2 и рис. 3 схожа, а характерные напряжения V_{max} и V_{min} принимают близкие значения — $V_{max} \approx 21$ мВ, $V_{min} \approx 40$ мВ и $V_{max} \approx 19$ мВ, $V_{min} \approx 48$ мВ для составов с $x = 0.07$ и $x = 0.08$ соответственно. Наблюдаемое поведение с учетом разброса экспериментальных значений согласуется с ранее исследованным случаем $x = 0.08$–0.14 [25, 26], когда форма нелинейности сохранялась во всем диапазоне допирования, а положения V_{max} и V_{min} плавно менялись с ростом концентрации Ni. Во всем исследованном диапазоне температур — $T = 4.2$–42.3 К для $x = 0.08$ и $T = 4.2$–53.3 К для $x = 0.07$ — рассматриваемая нелинейность нормального состояния практически не меняет свою амплитуду и форму, положения максимума и минимума дифференциальной проводимости V_{max} и V_{min} также не зависят от температуры.

Вопрос о возможных паразитных эффектах и их способности объяснить наблюдаемую нелинейность рассматривался нами ранее более подробно на примере серии образцов

$BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с x = 0.08–0.14 [25]. Было показано, что обнаруженный эффект, напротив, относится к внутренним объемным свойствам исследуемого сверхпроводника, поскольку: (1) форма остаточной нелинейности нормального состояния вместе с положениями V_{max} и V_{min} воспроизводится для различных туннельных контактов и не зависит от величины нормального сопротивления R_N, т. е. нелинейность не может быть обусловлена геометрией контакта (планарный размер и R_N случайны для получаемых контактов на микротрещине) и резонансными геометрическими эффектами в нем; (2) было проанализировано и отброшено объяснение нелинейности за счет эффекта перегрева контактной области, т. к. расчет спектров туннельных контактов в термическом режиме не позволяет удовлетворительно воспроизвести амплитуду и форму нелинейности в исследованном диапазоне допирования. Следовательно, наблюдаемый эффект является проявлением внутренних свойств исследуемого соединения.

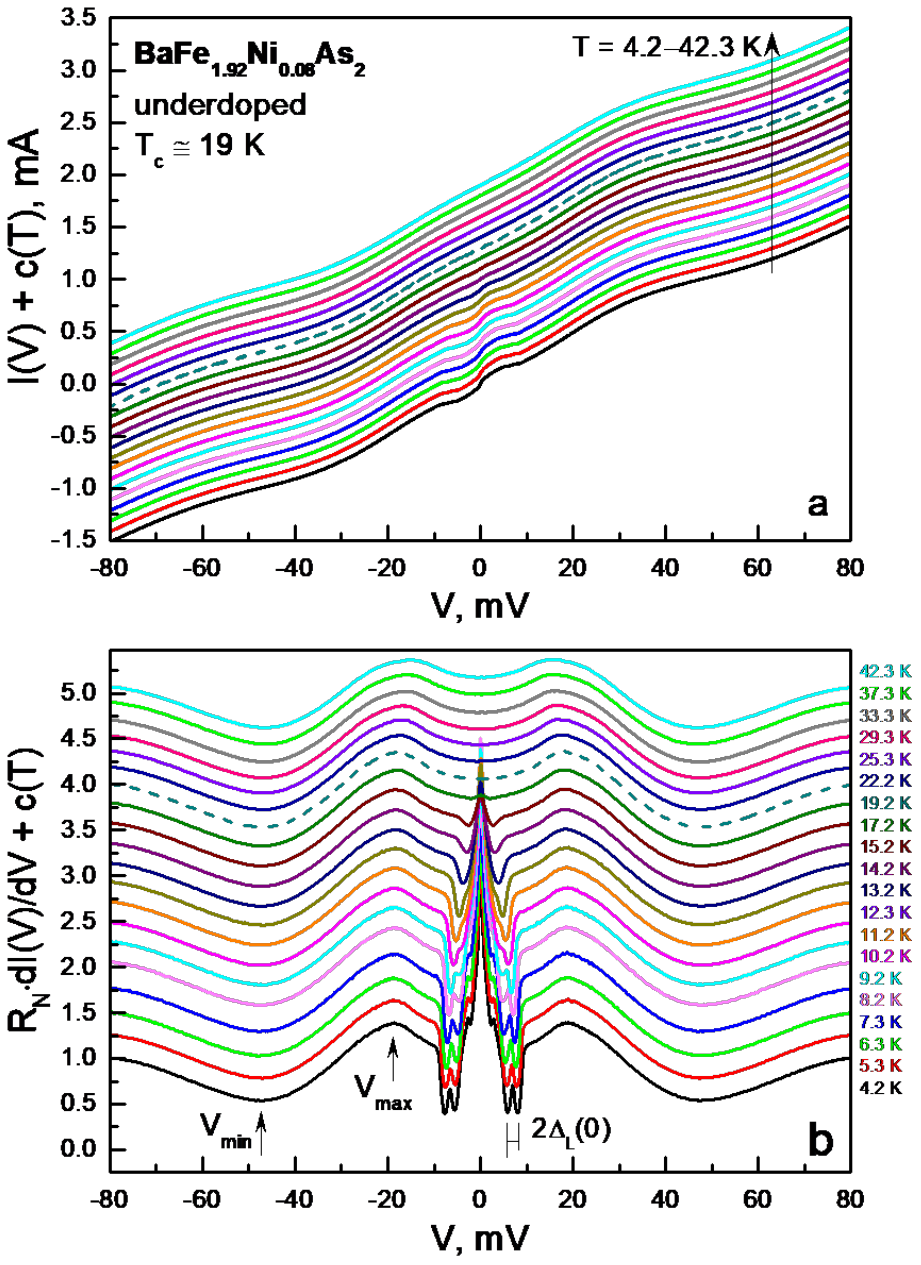


Рис. 2. ВАХ (a) и d$I(V)$/dV-спектр (b) *SnS*-контакта, созданного в монокристалле $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$, при различных температурах. Кривые вручную сдвинуты в порядке увеличения температуры для удобства рассмотрения, $R_N \approx$ const. Штриховыми линиями показаны $I(V)$ и d$I(V)$/dV-характеристики, измеренные при $T \geq T_c^{local}$. На (b) стрелками показаны положения максимума V_{max} и минимума V_{min} остаточной нелинейности d$I(V)$/dV-спектра, вертикальными штрихами — положения фундаментальных андреевских гармоник от СП-параметров порядка: анизотропной большой СП-щели $2\Delta_L(0)$ и малой СП-щели $2\Delta_S(0)$.

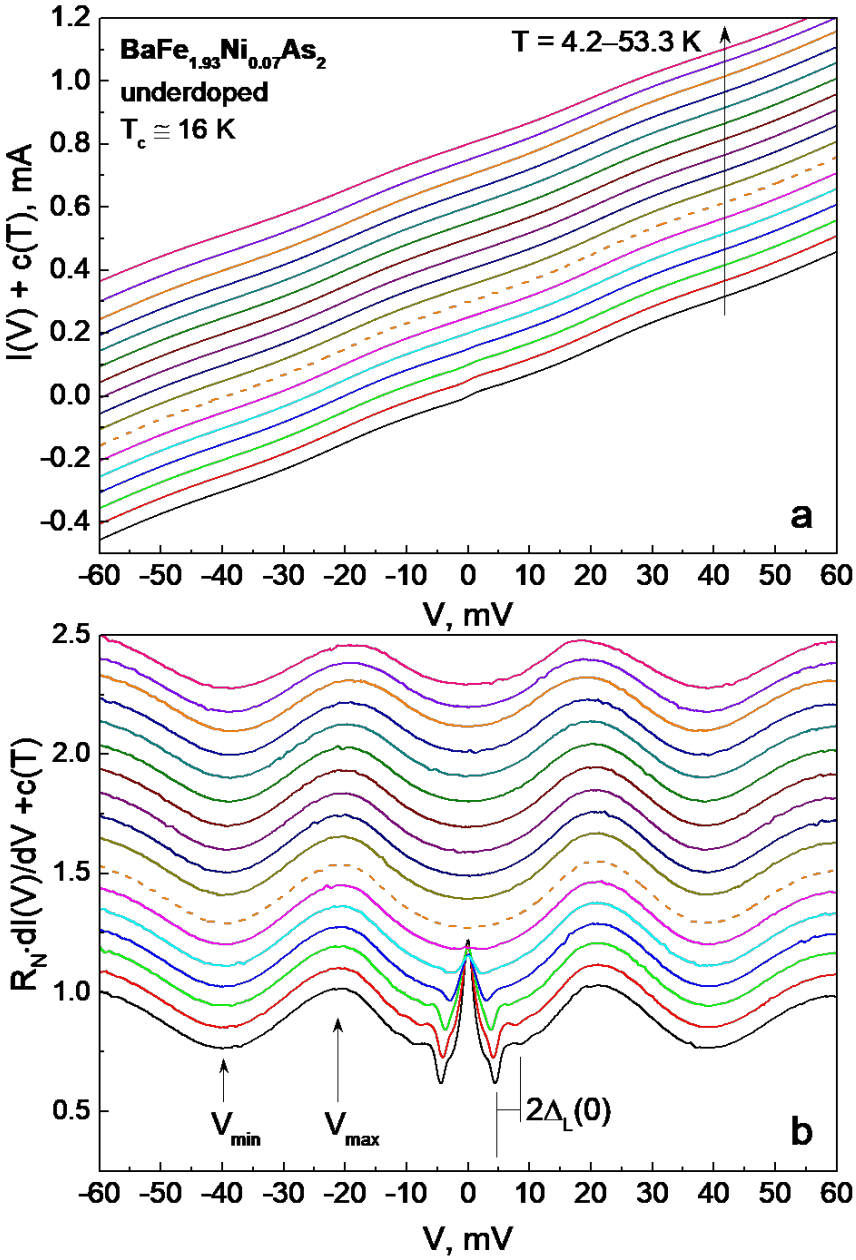


Рис. 3. ВАХ (a) и d$I(V)$/dV-спектр (b) *SnS*-контакта, созданного в монокристалле $BaFe_{1.93}Ni_{0.07}As_2$, при различных температурах. Кривые вручную сдвинуты в порядке увеличения температуры для удобства рассмотрения, $R_N \approx$ const. Штриховыми линиями показаны $I(V)$ и d$I(V)$/dV-характеристики, измеренные при $T \geq T_c^{local}$. На (b) стрелками показаны положения максимума V_{max} и минимума V_{min} остаточной нелинейности d$I(V)$/dV-спектра, вертикальными штрихами — положения фундаментальной андреевской гармоники от анизотропной большой СП-щели $2\Delta_L(0)$.

Для объяснения природы наблюдаемого явления нами были выдвинуты интерпретации [25], наиболее естественной из которых является связь остаточной нелинейности d$I(V)$/dV-спектра с особенностями в распределении $N(E)$ вблизи уровня Ферми, которые, в свою очередь, могут возникать по причине близости системы к переходу Лифшица, перенормировки электронного спектра на электрон-бозонное взаимодействие, энергетической неэквивалентности d_{xz}/d_{yz} орбиталей Fe вследствие нематичности.

Так, в рамках феноменологического подхода Живера и Мегерле [27] ток через симметричный *NcN*-контакт низкой прозрачности в нормальном состоянии определяется сверткой плотности состояний $N(E)$ двух берегов интерфейса:

$$I(V) = A' \int_{-\infty}^{\infty} N(E) N(E+eV) \left[f(E) - f(E+eV) \right] dE, \quad (1)$$

где A′ — фактор, зависящий от геометрии контакта, $N(E)$ — плотность электронных состояний в нормальном металле, $f(E)$ — равновесное распределение Ферми-Дирака.

Если плотность состояний вблизи уровня Ферми практически постоянна $N(E) \approx N(E_F) \approx$ const, то ВАХ туннельного контакта имеет линейный (омический) вид и его дифференциальная проводимость не зависит от смещения. Напротив, присутствие особенностей в энергетическом распределении $N(E)$ в окрестности уровня Ферми приводит к появлению нелинейности (например, минимумов и максимумов) в спектре дифференциальной проводимости контакта.

На рис. 4 представлен экспериментальный d$I(V)$/dV-спектр (черный пунктир), измеренный для соединения $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ при температуре $T > T_c$, а также модельный спектр (красная линия), построенный в рамках подхода Живера и Мегерле. В качестве подгоночной функции использовалась двухпиковая форма плотности электронных состояний $N(E-E_F)$, приведенная на вставке в верхнем правом углу рис. 4. Свертка представленной функции $N(E-E_F)$ по формуле (1) позволила воспроизвести форму, амплитуду и положение основных особенностей экспериментального спектра дифференциальной проводимости с характерными особенностями остаточной нелинейности при смещениях V_{max} и V_{min}. Учитывая наблюдаемое соответствие, воспроизводимо наблюдаемая нелинейность экспериментальных спектров в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$, по-видимому, может быть описана неоднородностью распределения $N(E)$ вблизи уровня Ферми на качественном уровне. Однако, поскольку процедура восстановления функции $N(E)$ из формулы (1) неоднозначна в отсутствие дополнительных условий (например, отражение $N(E)$ относительно вертикальной прямой $E = E_F$ не изменит полученной ВАХ), представленную форму $N(E)$ нельзя рассматривать иначе, как эффективную оценку, не являющуюся единственном решением поставленной задачи.

Можно сопоставить наблюдаемый эффект с результатами других туннельных исследований соединений семейства $BaFe_2As_2$. Так, по данным СТС [22] для $BaFe_2As_2$ с замещением Fe:Co и Ba:K сообщалось о заметной асимметрии d$I(V)$/dV-спектров, проявляющейся в виде пика дифференциальной проводимости в области смещений $eV < 60$ мэВ. Авторы интерпретировали эти особенности как следствие влияния дна/потолка зоны, находящегося недалеко от E_F. Одиночный пик d$I(V)$/dV вблизи нулевого смещения, обнаруженный на СТС-спектрах KFe_2As_2, был рассмотрен в качестве проявления сингулярности ван Хова, происходящей от седловой точки зонной структуры [23].

Ранее мы уже использовали нелинейный при $T > T_c$ d$I(V)$/dV-спектр туннельного контакта, полученный с помощью СТС для родственного соединения $BaFe_{1.97}Co_{0.21}As_2$ [20], в качестве приближенной оценки формы $N(E)$ вблизи уровня Ферми [25]. Было показано, что небольшой сдвиг E_F всего на 17 мэВ в соответствии с формулой (1) позволяет не только получить типичную форму минимум-максимум наших d$I(V)$/dV-спектров (хотя, меньшей амплитуды), но и с хорошей точностью воспроизвести их положения ($V_{max} \approx 14$ мВ, $V_{min} \approx 24$ мВ), наблюдаемые в эксперименте для состава $BaFe_{1.86}Ni_{0.14}As_2$.

Наиболее близкая по форме нелинейность в нормальном состоянии, содержащая максимум и минимум dI/dV, наблюдалась ранее для $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ методом спектроскопии точечного контакта [24]. С ростом температуры максимумы дифференциальной проводимости смещались к меньшим напряжениям, трансформируя минимум d$I(V)$/dV при $V \to 0$ в максимум. Опираясь на теоретический подход [42], авторы связывают данную особенность туннельного спектра с логарифмической добавкой к $N(E)$ на уровне Ферми, возникающей, как предполагается, в нематической фазе $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ [24]. Применение этого подхода к нашим данным для состава $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ оказывается затруднено. Во-первых, энергетический масштаб наблюдае-

мой нами нелинейности оказывается значительно меньше — характерные значения V_{max} и V_{min} лежат в области порядка 20 мВ и 40–48 мВ (для исследованных недодопированных составов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с x = 0.07–0.08) в сравнении с ± 65 мВ и ± 150 мВ, полученными Архамом и соавторами [24]. Во-вторых, V_{max} и V_{min} для наших спектров практически не зависят от температуры. Наконец, для $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ структура максимум-минимум не наблюдалась за пределами недодопированной области фазовой диаграммы [24], тогда как для $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ мы регистрировали [25] нелинейность dI(V)/dV при уровнях замещения x = 0.14, т. е. в передопированной области фазовой диаграммы, где уже отсутствует нематическая фаза. С учетом вышесказанного, рассмотренный авторами работы [24] «нематический сценарий» кажется недостаточным для описания нелинейности спектров дифференциальной проводимости в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$.

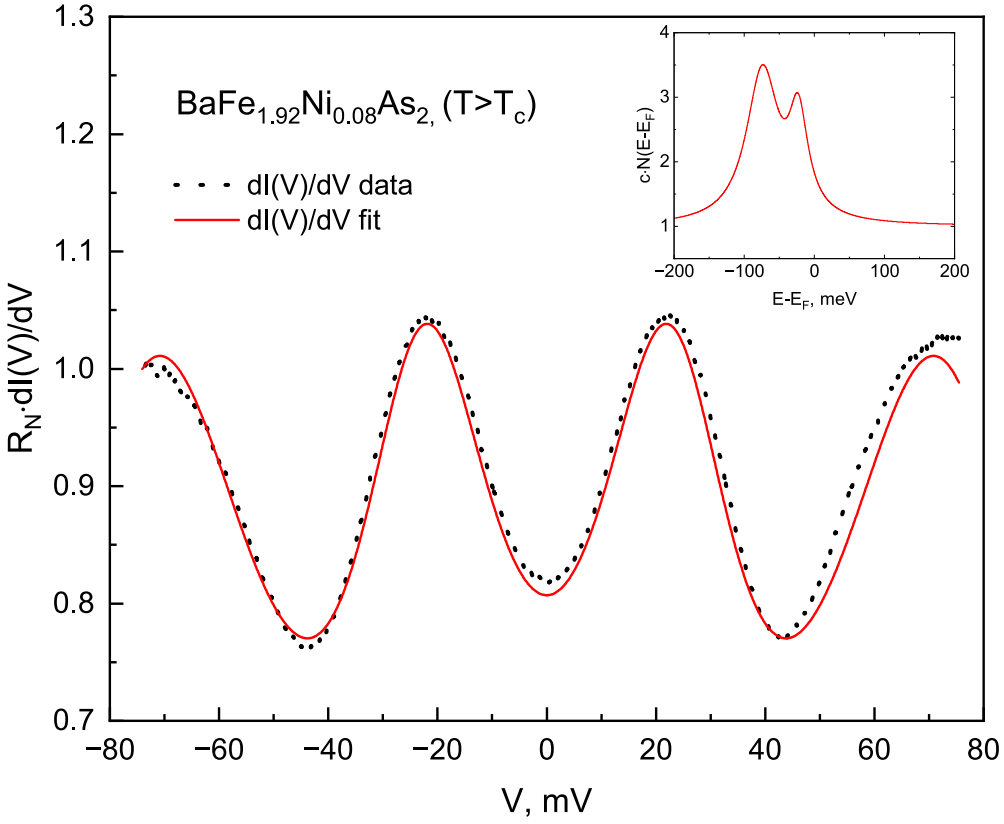


Рис. 4. Экспериментальный dI(V)/dV-спектр *NcN*-контакта (пунктирная черная линия), измеренный при температуре $T > T_c^{local}$ для одного из контактов, полученных в $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$. Красная линия основной панели — приближение экспериментальных данных, полученное при помощи свертки подгоночной двухпиковой формы плотности электронных состояний $N(E\text{-}E_F)$ (изображена на вставке) в соответствии с формулой Живера и Мегерле (формула (1)). Для обоих панелей значения по вертикальным осям нормированы.

4. Выводы

В туннельных контактах на микротрещине на базе монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ недодопированных составов с $x \approx 0.07$ и 0.08 были исследованы ВАХ и dI(V)/dV-спектры как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии. При $T < T_c^{local}$ на спектрах дифференциальной проводимости наблюдались андреевские особенности, из анализа которых были определены амплитуды сверхпроводящих параметров порядка: предположительно анизотропной в k-пространстве большой СП-щели $2\Delta_L(0)$ = 4.5–8.5 мэВ для состава с $x \approx 0.07$ и $2\Delta_L(0)$ = 5.8–7.9 мэВ для $x \approx 0.08$ (диапазон значений в этом случае связан с зависимостью энергии связи куперовских пар в зависимости от направления импульса), а также малой СП-щели $2\Delta_S(0)$ = 2.3 мэВ для состава с $x \approx 0.08$. При переходе контактной области в нормальное состояние андреевские особенности исчезают, однако сохраняется воспроизводимая общая нелинейность dI(V)/dV схожей формы, связанная с объемными (фундаментальными) свойствами нормаль-

ного состояния. Положения V_{max} и V_{min} для исследованных составов близки и составили $V_{max} \approx 21$ мВ, $V_{min} \approx 40$ мВ для $x \approx 0.07$ и $V_{max} \approx 19$ мВ, $V_{min} \approx 48$ мВ для $x \approx 0.08$. Указанные особенности нормального состояния не демонстрируют какой-либо зависимости от температуры в исследованном диапазоне $T = 4.2–53.3$ K. Показано, что наблюдаемый эффект может быть обусловлен наличием особенностей $N(E)$ в виде двух пиков плотности электронных состояний, лежащих в окрестности уровня Ферми ($|E–E_F| < 100$ мэВ).

Благодарности

Никитченков И. А. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

[1] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, et al. Iron-Based Layered Superconductor: LaOFeP. J. Am. Chem. Soc. **128**, 10012 (2006). DOI: 10.1021/ja063355c

[2] J. Paglione and R. L. Greene. High-temperature superconductivity in iron-based materials Nature Phys. **6**, 645 (2010). DOI: 10.1038/nphys1759

[3] H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma. Recent advances in iron-based superconductors toward applications. Materials Today **21**, 278 (2018). DOI: https://doi.org/10.1016/j.mattod.2017.09.006

[4] X. Lu, Phase Diagram and Magnetic Excitations of $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$: Springer (2017).

[5] S. Ideta, T. Yoshida, I. Nishi, et al. Dependence of Carrier Doping on the Impurity Potential in Transition-Metal-Substituted FeAs-Based Superconductors. Physical Review Letters **110**, 1007007 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.107007

[6] D.V. Evtushinsky, V.B. Zabolotnyy, L. Harnagea, et al. Electronic band structure and momentum dependence of the superconducting gap in $Ca_{1-x}Na_xFe_2As_2$ from angle-resolved photoemission spectroscopy. Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics **87**, 0945501 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.094501

[7] A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky et al. Electronic band structure of ferro-pnictide superconductors from ARPES experiment. Journal of superconductivity and novel magnetism **26**, 2837 (2013). DOI: 10.1007/s10948-013-2210-8

[8] Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, К. С. Перваков, В. А. Власенко. Сравнение щелевой структуры сверхпроводящих пниктидов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ недо- и передопированного состава. Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики **118**, 526 (2023). DOI: 10.31857/S1234567823190096

[9] T.E. Kuzmicheva, A.V. Muratov, S.A. Kuzmichev, et al. On the structure of the superconducting order parameter in high-temperature Fe-based superconductors. Physics-Uspekhi **60**, 419 (2017). DOI: 10.3367/UFNe.2016.10.038002

[10] Т. Е. Кузьмичева, Ю. А. Алещенко, П. И. Безотосный и др. Экспериментальные и теоретические исследования пниктидов семейства $BaFe_2As_2$ с электронным замещением (Миниобзор). Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики **121**, 432 (2025). DOI: 10.31857/S0370274X25030184

[11] Q. Si, R. Yu & E. Abrahams. High-temperature superconductivity in iron pnictides and chalcogenides. Nature Reviews Materials **1**, 16017 (2016). DOI: 10.1038/natrevmats.2016.17

[12] S.J. Moon, A.A. Schafgans, S. Kasahara, et al. Infrared measurement of the pseudogap of P-doped and Co-doped high-temperature $BaFe_2As_2$ superconductors. Physical review letters **109**, 027006 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.027006

[13] T. Shimojima, T. Sonobe, W. Malaeb, et al. Pseudogap formation above the superconducting dome in iron pnictides. Physical Review B **89**, 045101 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.89.045101

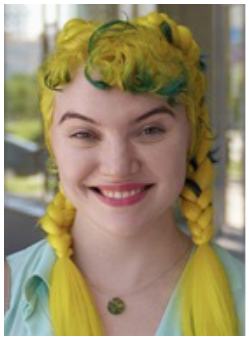
[14] I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, and M.H. Du. Unconventional Superconductivity with a Sign Reversal in the Order Parameter of $LaFeAsO_{1-x}F_x$. Physical Review Letters **101**, 057003 (2008).

DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.057003
[15] M.M. Korshunov. Superconducting state in iron-based materials and spin-fluctuation pairing theory. Uspekhi Fizicheskih Nauk **184**, 882 (2014). DOI: 10.3367/ufnr.0184.201408h.0882
[16] M. Yi, D.H. Lu, J.-H. Chu, et al. Symmetry-breaking orbital anisotropy observed for detwinned $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ above the spin density wave transition. Proceedings of the National Academy of Sciences. **108**, 3878 (2011). DOI: 10.1073/pnas.1015572108
[17] R.M. Fernandes, A.V. Chubukov, J. Schmalian. What drives nematic order in iron-based superconductors? Nature physics **10**, 97 (2014). DOI: 10.1038/nphys2877
[18] Q. Hu, Y. Zheng, H. Xu, et al. Evidence for saddle point-driven charge density wave on the surface of heavily hole-doped iron arsenide superconductors. Nat Commun **16**, 253 (2025). DOI: 10.1038/s41467-024-55368-7
[19] A.V. Tsvetkova, Ya.I. Rodionov, & P.D. Grigoriev. Resistivity, density of electronic states, and superconducting transition temperature in density wave compounds with imperfect nesting. Physical Review B **111**, 205141 (2025). DOI: 10.1103/physrevb.111.205141
[20] F. Massee, Y.K. Huang, J. Kaas, et al. Pseudogap-less high-T c superconductivity in $BaCo_xFe_{2-x}As_2$. EPL (Europhysics Letters) **92**, 57012 (2010). DOI: 10.1209/0295-5075/92/57012
[21] L. Shan, J. Gong, Y.-L. Wang, et al. (2012). Evidence of a Spin Resonance Mode in the Iron-Based Superconductor $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ from Scanning Tunneling Spectroscopy. Physical Review Letters **108**, 227002 (2012). DOI: 10.1103/physrevlett.108.227002
[22] Z. Wang, H. Yang, D. Fang, B. Shen, et al. (2012). Close relationship between superconductivity and the bosonic mode in $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ and $Na(Fe_{0.975}Co_{0.025})As$. Nature Physics **9**, 42 (2012). DOI: 10.1038/nphys2478
[23] D. Fang, X. Shi, Z. Du, et al. Observation of a van Hove singularity and implication for strong coupling induced Cooper pairing in KFe_2As_2. Phys. Rev. B **92**, 144513 (2015).
[24] H.Z. Arham, C.R. Hunt, W.K. Park, et al. Detection of orbital fluctuations above the structural transition temperature in the iron pnictides and chalcogenides. Physical Review B **85**, 214515 (2012). DOI: 10.1103/physrevb.85.214515
[25] И.А. Никитченков, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина и др. (2024). Туннельная спектроскопия $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с вариацией степени допирования в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Журнал экспериментальной и теоретической физики **166**, 834 (2024). DOI: 10.31857/s0044451024120071
[26] I.A.Nikitchenkov, A.D.Ilina, V.M. Mikhailov, ey al, Tunneling spectroscopy of slightly overdoped pnictides $BaFe_{1.88}Ni_{0.12}As_2$ in the superconducting and normal state. Vestnik Moskovskogo Universiteta, Seriya 3: Fizika, Astronomiya **78**, 234050 (2023). DOI: 10.55959/msu0579-9392.78.2340501
[27] I. Giaever, K. Megerle. Study of superconductors by electron tunneling. Physical Review **122**, 1101 (1961). DOI: 10.1103/PhysRev.122.1101
[28] K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, E.P. Khlybov, et al. Bulk magnetization and strong intrinsic pinning in Ni-doped $BaFe_2As_2$ single crystals. Supercond. Sci. Technol. **26**, 015008 (2013). DOI: 10.1088/0953-2048/26/1/015008
[29] V.A. Vlasenko, O.A. Sobolevskiy, A.V. Sadakov, et al. Systematic Study of Vortex Pinning and a Liquid–Glass Phase Transition in $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ Single Crystals. JETP Letters. **107**, 121 (2018). DOI: 10.1134/S0021364018020042
[30] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko. Superconducting order parameters in overdoped $BaFe_{1.86}Ni_{0.14}As_2$ revealed by multiple Andreev reflection spectroscopy of planar break junctions. Phys. Rev. B 104, 174512 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.174512
[31] A.V. Sadakov, A.V. Muratov, S.A. Kuzmichev et al. Determination of the Superconducting Order Parameter of $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ Weakly Underdoped Pnictides by Two Complementary Techniques. JETP Lett. **116**, 708 (2022). DOI: 10.1134/S0021364022602093
[32] J. Moreland, J.W. Ekin. Electron Tunneling Experiments Using Nb-Sn Break Junctions. J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1985).

[33] S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. “Break-junction” technique in application to layered superconductors (Review Article). Low. Temp. Phys. **42**, 1008 (2016). DOI: 10.1063/1.4971437
[34] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. Subharmonic energy-gap structure in superconducting constrictions. Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983). DOI: 10.1103/PhysRevB.27.6739
[35] D. Averin and A. Bardas. ac Josephson Effect in a Single Quantum Channel. Phys. Rev. Lett. **75**, 1831 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.1831
[36] R. Kummel, U. Gunsenheimer, and R. Nicolsky. Andreev scattering of quasiparticle wave packets and current-voltage characteristics of superconducting metallic weak links. Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevB.42.3992
[37] Z. Popović, S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva. Amplitudes of minima in dynamic conductance spectra of the SNS Andreev contact. J. Appl. Phys. **128**, 013901 (2020). DOI: 10.1063/5.0010883
[38] T.P. Devereaux, P. Fulde. Multiple Andreev scattering in superconductor–normal metal–superconductor junctions as a test for anisotropic electron pairing. Phys. Rev. B **47**, 14638 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevB.47.14638
[39] J. Fink, J. Nayak, E. D. L. Rienks, et al. Evidence of hot and cold spots on the Fermi surface of LiFeAs. Physical Review B **99**, 245156 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.99.245156
[40] Yu.V. Sharvin. A Possible Method for Studying Fermi Surfaces. Sov. Phys. JETP **21**, 655 (1965).
[41] G. Wexler. The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry. Proc. Phys. Soc. **89**, 927 (1966). DOI: 10.1088/0370-1328/89/4/316
[42] W.-C. Lee, & P.W. Phillips. (2012). Non-Fermi liquid due to orbital fluctuations in iron pnictide superconductors. Physical Review B **86**, 245113 (2012). DOI: 10.1103/physrevb.86.245113

Илья Алексеевич Никитченков — м. н. с. Центра ВТСП и квантовых материалов В. Л. Гинзбурга Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, аспирант кафедры физики низких температур и сверхпроводимости физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

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.



Анастасия Даниловна Ломоносова — вк. м. н. с. Центра ВТСП и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, аспирантка МФТИ.

Anastasia D. Lomonosova — graduate 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.

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

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

Кирилл Сергеевич Перваков — вк. н. с. Центра 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., вк. с. н. с. Центра ВТСП 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.