Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 3, с. 154 – 164

Влияние допирования на сверхпроводящие свойства $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$: наблюдение эффекта внутренних многократных андреевских отражений и определение параметров сверхпроводящего состояния

Т. Е. Кузьмичева[+*1)], *С. А. Кузьмичев*[*], *Н. Д. Жигадло*[×]

[+] *Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×] *Laboratory for Solid State Physics, ETH Zurich, CH-8093 Zurich, Switzerland*

Поступила в редакцию 26 декабря 2013 г.

Проведены исследования контактов на микротрещине (техника *break-junction*) типа SNS и S–N–S–N–...–S (где S – сверхпроводник, N – нормальный металл), созданных в поликристаллах сверхпроводника $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ с критическими температурами $T_c = (34-45)$ K. В таких контактах наблюдались эффекты (внутренних) многократных андреевских отражений. С помощью спектроскопий, основанных на этих эффектах, было установлено наличие двух независимых параметров порядка и определены их величины. Теоретический анализ температурных зависимостей большой и малой щелей показал, что сверхпроводящие свойства $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ определяются в основном внутризонным взаимодействием, причем $\sqrt{V_{11}V_{22}}/V_{12} \approx 14$ (где V_{ij} – матричные элементы электрон-бозонного взаимодействия), а отношение N_2/N_1 плотностей состояний в зонах с малой и большой щелями, соответственно, составляет примерно порядок. Оценены "собственные" значения характеристических отношений БКШ в гипотетическом случае отсутствия межзонного взаимодействия ($V_{i\neq j} = 0$) для каждого из конденсатов, $2\Delta_{L,S}/k_BT_c^{L,S} \leq 4.5$. Эти величины остаются постоянными в исследованном интервале критических температур и соответствуют случаю сильного внутризонного электрон-фононного взаимодействия.

DOI: 10.7868/S0370274X14030060

1. Введение. Класс оксипниктидов – соединений, имеющих структуру типа LnOFePn (где Ln – лантаноид, Pn – пниктид), или "1111" [1], – наиболее представителен и охватывает весь диапазон критических температур до 56 K [2] среди железосодержащих сверхпроводников.

Оксипниктиды имеют ярко выраженную слоистость структуры: сверхпроводящие блоки Fe–Pn чередуются со спейсерами Ln–O, образуя "сэндвич" вдоль c-направления. Сверхпроводимость возникает при подавлении состояния с волной спиновой плотности под действием допирования или внешнего давления [3], что аналогично ситуации с купратами. Наиболее интересной особенностью оксипниктидов является многозонность: расчеты показали, что на поверхности Ферми сосуществуют дырочные и электронные листы, на которых при низких температурах ($T \leq T_c$) образуется как минимум два квазидвумерных сверхпроводящих конденсата [4–6]. Нерешенными на сегодняшний день остаются вопросы о характере сверхпроводимости и типе симметрии сверхпроводящих щелей [7]. С одной стороны, нельзя не обратить внимание на совпадение векторов нестинга поверхностей Ферми в Γ–M-направлении и антиферромагнитного основного состояния, приводящее к пику динамической спиновой восприимчивости ("магнитному резонансу" с энергией, меньшей ширины большой сверхпроводящей щели, $E_{res} < 2\Delta_L$) [8]. Это наводит на мысль о возможном куперовском спаривании на спиновых флуктуациях и предполагает знакопеременный параметр порядка (так называемая $s^{\pm}$-модель) [9, 10]. Однако, экспериментальные данные, подтверждающие существование пика восприимчивости в железосодержащих сверхпроводниках, весьма противоречивы, а наблюдаемый пик достаточно размыт и не всегда удовлетворяет резонансному условию $E_{res} < 2\Delta_L$ [6, 11]. Что касается системы 1111, на этих материалах магнитный резонанс наблюдался лишь в двух работах, [12, 13], причем $E_{res} \approx 2\Delta_L$ [14]. С дру-

1) e-mail: kute at sci.lebedev.ru

гой стороны, возможно описание сверхпроводящей ферропниктидной системы, взаимодействующей посредством орбитальных флуктуаций (знакопостоянная s^{++}-модель), при этом резонансный пик не имеет отношения к механизму сверхпроводимости [15]. Последнее было подтверждено в недавней работе по купратам [16]. В ней было показано, что в этом случае положение резонанса совпадает с $2\Delta_L$. Несмотря на популярность $s^{\pm}$-теории, в последнее время появилось достаточно много работ в поддержку s^{++}-механизма [17–21]. Обе конкурирующие теории сходятся в том, что *внутризонное* взаимодействие в каждом из конденсатов имеет электрон-фононную природу, что подтверждает сильный изотопический эффект по железу [22].

Ситуация усложняется тем, что экспериментальные данные по определению сверхпроводящих щелей (для сравнения с энергией магнитного резонанса) и их температурных зависимостей (которые могут помочь в определении констант электрон-бозонного взаимодействия) также плохо согласуются друг с другом. Измерения наиболее популярной туннельной методикой – спектроскопией точечного контакта – дают впечатляющий разброс значений характеристических отношений БКШ как для большой ($2\Delta_L/k_BT_c = 3-22$), так и для малой щели ($2\Delta_S/k_BT_c = 1.7-6.8$) ([6, 23–30], см. также таблицу 1 в статье [31] и [32]). Например, результаты работ [24, 29], выполненных на образцах $SmO_{1-x}F_xFeAs$, изготовленных тем же методом, что и образцы, использованные в нашей работе, кардинально отличаются. Авторы статьи [29] наблюдали на NS-спектрах андреевские особенности от двух сверхпроводящих щелей с $2\Delta_{L,S}/k_BT_c$, равными 7–9 и 2.5–3 соответственно. Авторам же [24] с помощью сканирующего туннельного микроскопа удалось наблюдать только одну щель с характеристическим отношением порядка 3.6. В то же время в работе [26] NS-андреевская спектроскопия $SmO_{1-x}F_xFeAs$ дает для большой щели значение $2\Delta_L/k_BT_c \approx 4.7$, а для малой – 1.7. В работах [27, 28] наблюдается БКШ-образное температурное поведение единственной щели с характеристическим отношением, близким к пределу слабой связи 3.52. Оптические измерения [30], напротив, показали более высокое отношение $2\Delta_L/k_BT_c \approx 8$ для большой щели. Группа [25], проведя комплексное исследование образцов $SmFe_{1-x}Ru_xAsO_{0.85}F_{0.15}$ с различными концентрациями рутения и диапазоном $T_c = (13-52)$ K, уверенно наблюдала на NS-спектрах две щелевые особенности и БКШ-образные зависимости щелей от температуры, характерные для сильного межзонного взаимодействия. Суммируя данные различных экспериментов по железосодержащим сверхпроводникам, авторы [25] также построили зависимости характеристических отношений БКШ для Δ_L и Δ_S. По данным [25], при уменьшении критической температуры $2\Delta_{L,S}/k_BT_c$ резко возрастает, что по мнению исследователей, является признаком спаривания на спиновых флуктуациях.

В данной работе представлены спектры динамической проводимости андреевских контактов на микротрещине, полученных в поликристаллах $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ (допированных торием) с критическими температурами $T_c = (34-45)$ K. С помощью андреевской и внутренней андреевской спектроскопий измерены величины большой и малой сверхпроводящих щелей и их температурные зависимости. Оценены характеристические отношения, степень анизотропии большой щели, относительные константы электрон-бозонного взаимодействия и отношение плотностей состояний в двух зонах. Показано, что в каждом из конденсатов системы 1111 реализуется сильное электрон-фононное взаимодействие, при этом между собой конденсаты взаимодействуют слабо. Сделан вывод о том, что изменение состава спейсеров не изменяет механизм, посредством которого реализуется сверхпроводимость в системе 1111, а влияет только на плотность состояний на уровне Ферми. Это, в свою очередь, приводит к изменению T_c.

2. Детали эксперимента. Мы использовали поликристаллические образцы $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ с различной степенью допирования ($0.15 \leq x \leq 0.3$), синтезированные методом высокого давления, подробно описанным в работах [33, 34]. Рентгеновская дифракция показала наличие единственной сверхпроводящей фазы $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$. Количество несверхпроводящих примесных фаз ThO_2 и SmAs не превышало 10 %. Объемные критические температуры, полученные из резистивных измерений исследованных образцов, составили $T_c^{\text{bulk}} = 45 \pm 1$ K (образец NZ5) и 40 ± 1 K (образцы NZ7 и NZ9).

Метод исследования сверхпроводящих свойств – SNS-андреевская спектроскопия – основан на эффекте многократных андреевских отражений от NS-интерфейсов в структуре сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник, или SNS [35]. Обязательным условием наблюдения эффекта является малый диаметр контакта a, меньший длины свободного пробега квазичастиц l [36]. Тогда на $I(V)$- и $dI(V)/dV$-характеристиках SNS-контакта будет возникать набор особенностей на смещениях $V_n = 2\Delta/en$, или субгармоническая щелевая структура (СГС) [37–39]. В случае контакта высокой прозрачности будет наблюдаться серия *минимумов* динамической проводимости [39, 40]. Для двухщелевого сверхпроводника характерно наличие двух таких структур, соответствующих каждой из щелей. При малых смещениях из-за конечной величины отношения l/a вероятность упругого прохождения квазичастицей SNS-интерфейса уменьшается. Этим обусловлено снижение относительной амплитуды андреевских особенностей с ростом их порядкового номера, а также избыточный ток на вольт-амперной характеристике (ВАХ) контакта при $V_n \to 0$, называемый "фут". Итак, важнейшими признаками эффекта многократных андреевских отражений являются фут на $I(V)$-характеристике в области малых смещений и СГС на спектре динамической проводимости контакта. Последнее, согласно теории [39], позволяет определить величину сверхпроводящего параметра порядка из положений андреевских рефлексов как $2\Delta = \langle eV_n n\rangle$ при любых температурах $0 < T \le T_c$. Таким образом, андреевская спектроскопия симметричных SNS-контактов дает уникальную возможность прямого измерения сверхпроводящих щелей и их температурных зависимостей без применения фитинга спектров динамической проводимости, что необходимо, например, в случае несимметричных NS-контактов.

Для реализации спектроскопии многократных андреевских отражений в эксперименте мы использовали методику создания контактов на микротрещине *break-junction* [41]. По углам тонкой прямоугольной пластинки сверхпроводника размером $3 \times 1.5 \times 0.2$ мм^3 наносились капли индий-галлиевого сплава, с помощью которых образец крепился на пружинящий столик по 4-контактной схеме подключения. Затем столик охлаждался до $T = 4.2$ K и механически прогибался. Это приводило к естественному раскалыванию образца – образованию контакта двух сверхпроводящих берегов через область слабой связи (ScS-контакт, где c – слабая связь). Очевидно, что микротрещина образуется вдали от токовых и потенциальных контактов, что не только исключает перегрев контактной области при пропускании измерительного тока, но и гарантирует хороший теплоотвод. Прецизионный изгиб столика позволяет обеспечить контролируемое смещение сверхпроводящих берегов друг относительно друга и предотвратить деградацию криогенных сколов.

Представленные в этой работе ВАХ и спектры динамической проводимости типичны для случая классических SNS-контактов высокой прозрачности [39]. Таким образом, область слабой связи формально проявляет свойства нормального металла. Взяв средние значения длины свободного пробега $l \approx 13$ нм [42, 43], удельного сопротивления образцов в нормальном состоянии $\rho_n \approx 8 \times 10^{-5}$ Ом·см [34] и сопротивления получаемых нами контактов $\langle R\rangle \approx 50$ Ом, можно оценить диаметр контакта [36] как $a = \sqrt{4\rho_n l/(3\pi R)} \approx 10$ нм. По порядку величины это значение сопоставимо с длиной свободного пробега квазичастиц. Следовательно, на данных образцах возможно получение баллистических контактов на микротрещине и наблюдение эффекта многократных андреевских отражений. Ожидаемое количество андреевских рефлексов составляет 1 или 2.

Хорошо известно, что на сколах любых слоистых материалов (в том числе поликристаллических) возникают ступеньки-и-террасы. В случае сверхпроводящих оксипниктидов они могут реализовываться в виде S–N–S–N–...–S-контактов, причем роль сверхпроводника в таких контактах играют слои Fe–As, а роль областей слабой связи – спейсеры. В купратах, а впоследствии и в других слоистых сверхпроводниках на подобных контактах наблюдался эффект внутренних многократных андреевских отражений (первая публикация – в [44]), аналогичный внутреннему эффекту Джозефсона [45, 46]. Так как высота каждой ступеньки кратна параметру решетки c, такие контакты электрически идентичны и эквивалентны последовательно соединенным одиночным ScS-контактам. Следовательно, смещение особенностей ВАХ, описывающих объемные свойства материала, на характеристике стопки из N контактов будет в N раз больше по сравнению с характеристикой одиночного ScS-контакта. Таким образом, при нормировке спектров стопочных контактов положения андреевских рефлексов совпадают с минимумами V_n на характеристике одиночного контакта, а величина сверхпроводящей щели может быть определена по формуле $2\Delta N = \langle eV_n n\rangle$. Поскольку стопки представляют собой часть естественной структуры материала, вклад дефектов (вызванных созданием поверхностей – криогенных сколов) в проводимость уменьшается пропорционально N. Последнее наглядно проявляется в эксперименте: по нашим данным [47], минимумы СГС на спектрах андреевских стопок становятся более резкими при увеличении N, что заметно повышает точность определения величины параметра порядка и позволяет судить о степени анизотропии. Использование же эффекта внутренних многократных андреевских отражений гарантирует измерение объемных величин сверхпроводящих щелей. С помощью механической перестройки, легко реализуемой при использовании техники *break-junction*, можно получать десятки одиночных и стопочных контактов на криогенных сколах одного образца.

По оценкам работы [34], транспортные свойства использованных нами монокристаллов $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ сильно анизотропны (степень анизотропии $\gamma \approx 10$), что означает выраженную слоистость. Высокие значения критических полей H_{c1} обусловлены хорошим качеством межзеренных границ. Так как оцененный диаметр контакта много меньше размера кристаллитов (порядка 70 мкм [34]) и типичной ширины террас (50–500 нм [47]), это открывает уникальную перспективу использования техники *break-junction* для создания симметричных контактов не только в монокристаллах, но и в поликристаллических образцах слоистых соединений [47] и локального измерения сверхпроводящих свойств.

Итак, измерения сверхпроводящих параметров порядка проводились двумя методами: андреевской спектроскопией SNS-контактов и внутренней андреевской спектроскопией стопочных контактов S–N–S–N–...–S. Оба метода позволяют напрямую локально (т.е. для точечного контакта с поперечником около десятков нанометров) определять величины щелей при температурах вплоть до T_c. При этом внутренняя андреевская спектроскопия оказывается предпочтительнее, поскольку она гарантирует измерение именно объемных энергетических параметров и исключает получение контактов низкого качества типа зерно–зерно.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение. На рис. 1 нами собраны спектры SNS-андреевских контактов, которые были получены на криогенных сколах поликристаллического образца $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ (маркированного как NZ5). Верхняя характеристика соответствует динамической проводимости одиночного SNS-контакта # d1, полученного при $T = 4.2$ K в образце NZ5 (далее для краткости будем обозначать этот контакт как NZ5_d1) с критической температурой $T_c^{\rm bulk} \approx 45$ K и степенью допирования, близкой к оптимальной. При малых смещениях в области так называемого фута проводимость резко повышается, что характерно для классического SNS-андреевского контакта. Также хорошо видны две серии андреевских рефлексов: от большой щели на смещениях $V_{L1} \approx \pm 22$ мВ и $V_{L2} \approx \pm 11.9$ мВ и от малой щели на $V_{S1} \approx \pm 6$ мВ и $V_{S2} \approx \pm 3.2$ мВ. Согласно формуле для СГС положения этих особенностей определяют величины двух сверхпроводящих щелей: $\Delta_L \approx 11.5$ мэВ (с характеристическим отношением БКШ $2\Delta_L/k_{\rm B}T_c^{\rm bulk} \approx 5.9$) и $\Delta_S \approx 3.1$ мэВ. Если предположить, что данный спектр соответствует стопке из N контактов (где

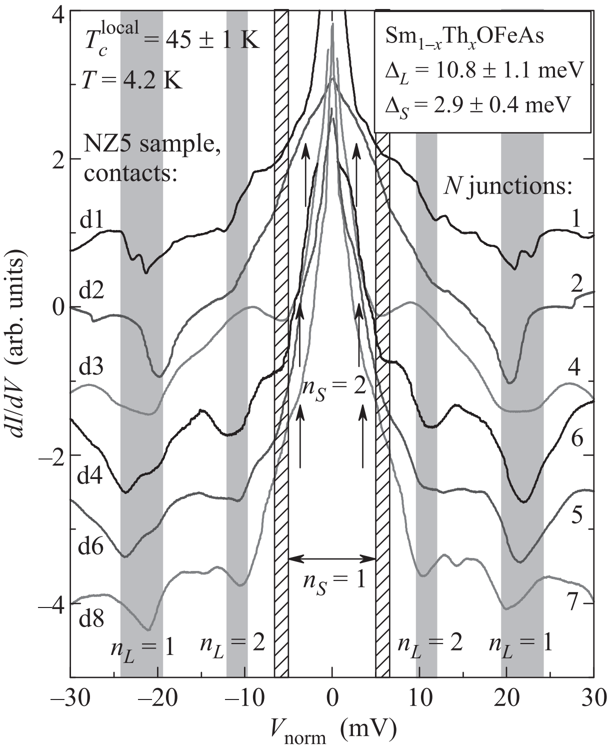

Рис. 1. Динамическая проводимость стопочных контактов # d2 (число контактов в стопке $N = 2$), d3 ($N = 4$), d4 ($N = 6$), d6 ($N = 5$) и d8 ($N = 7$), нормированная на спектр одиночного контакта # d1 ($T_c^{\rm local} \approx 45$ K). Все контакты получены на образце NZ5 с помощью последовательной механической перестройки при $T = 4.2$ K. Положение андреевских рефлексов от большой щели $\Delta_L = 10.8 \pm 1.1$ мэВ отмечено серыми областями (их ширина соответствует погрешности 10 %) и значками n_L, а от малой щели $\Delta_S = 2.9 \pm 0.4$ мэВ – заштрихованными областями (покрывают диапазон $\sim$15 % погрешности), стрелками и значками n_S

$N \geq 2$), то величина характеристического отношения для Δ_L будет составлять $2\Delta_L/k_{\rm B}T_c^{\rm bulk} \approx 5.9/N \leq 3$, что по очевидным соображениям невозможно для ведущей зоны, поскольку это значение должно превышать БКШ-предел слабой связи, равный 3.52. Значит, для того чтобы определить величины щелей для спектров стопочных контактов, полученных последовательно на том же образце, необходимо нормировать их на число N в соответствии со спектром одиночного контакта (NZ5_d1). На рис. 1 также приведены нормированные спектры стопочных контактов NZ5_d2 (число контактов в стопке $N = 2$), NZ5_d3 ($N = 4$), NZ5_d4 ($N = 6$), NZ5_d6 ($N = 5$) и NZ5_d8 ($N = 7$). Для удобства рассмотрения характеристики сдвинуты по вертикали. При масштабировании оси смещений этих спектров на 2, 4, 6, 5 и 7, соответственно, было достигнуто совпадение положений андревских рефлексов как для большой щели (их положение отмечено серыми областями, ширина которых покрывает диапазон 10 % погрешности, и значками n_L), так и для малой щели (диапазон значений которой показывают заштрихованные области, а соответствующие особенности отмечены стрелками и значками n_S). Отметим, что смещение полученных нами на SNS-андреевских спектрах щелевых особенностей целочисленно кратно $2\Delta_i$, что было бы невозможно для контактов зерно–зерно.

Таким образом, в нашем эксперименте воспроизводимо наблюдаются эффекты многократных андреевских и внутренних многократных андреевских отражений, которые проявляются на спектрах контактов в виде двух независимых СГС. Стоит также отметить, что величины щелей, определенные двумя методами, хорошо согласуются друг с другом. Это говорит о хорошем качестве получаемых криогенных сколов. Более того, принимая во внимание, что положение особенностей, вызванных паразитным влиянием поверхности, не будет зависеть от N (см. выше), можно сделать вывод об объемной природе большой и малой сверхпроводящих щелей.

Для определения средних величин большой и малой щелей мы построили для них зависимости положений андреевских рефлексов V_n от их обратного номера $1/n$ (рис. 2). Закрытые значки на рисунке

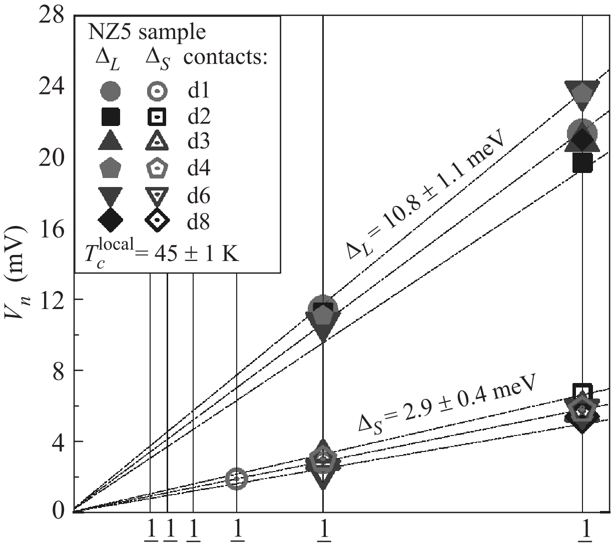

Рис. 2. Зависимость положений андреевских рефлексов V_n для большой и малой щелей от их обратного номера $1/n$ для спектров контактов с $T_c^{\rm local} \approx 45$ K, приведенных на рис. 1. Закрытые значки соответствуют большой щели, открытые – малой

соответствуют особенностям от большой щели, открытые – от малой. Экспериментальные точки, как и ожидалось в соответствии с формулой $V_n = 2\Delta/en$, успешно аппроксимируются двумя прямыми линиями с разным наклоном, проходящими через точку (0, 0). Таким образом, они действительно составляют две *независимые* СГС. Итак, среднее значение большой щели ($T_c^{\rm local} \approx 45$ K) составляет $\Delta_L = 10.8 \pm 1.1$ мэВ, а малой – $\Delta_S = 2.9 \pm 0.4$ мэВ. Относительно большой разброс значений малой щели для этих спектров может быть следствием анизотропии, а также расположения андреевских рефлексов от Δ_S на участке повышенной проводимости (футе), соответствующем зоне с большой щелью, что затрудняет определение положения минимумов. Величины характеристических отношений БКШ можно оценить как $2\Delta_L/k_{\rm B}T_c^{\rm local} \approx 5.6 \gg 3.52$ и $2\Delta_S/k_{\rm B}T_c^{\rm local} \approx 1.5 \ll 3.52$.

Стоит также обратить внимание на тонкую структуру андреевских минимумов от Δ_L: на спектрах контактов # d1, # d3, # d4, # d6 и d8 достаточно четко виден дублетный характер первого рефлекса. Это может указывать на анизотропию щели Δ_L, от 10 % до 30 % (положения минимумов дублета определяют максимальное и минимальное значения параметра порядка). Также отклонение от "чистой" *s*-волновой симметрии следует из относительно большой ширины андреевских минимумов.

На рис. 3 приведены нормированные спектры контактов с низкими критическими температурами ($T_c^{\rm local} \approx 37$ K), полученных при 4.2 K на образцах $\rm Sm_{0.85}Th_{0.15}OFeAs$: NZ9_d8 ($N = 6$), NZ7_d17 ($N = 6$), NZ7_c ($N = 6$), NZ7_d ($N = 6$) и NZ9_d14 ($N = 8$). Для сравнения показана нормированная ВАХ контакта NZ7_c с избыточным током, характерным для андреевского режима. Как и на рис. 1, после нормировки этих спектров на соответствующие целые N положения минимумов СГС для каждой из щелей совпадают с хорошей точностью. Наиболее интенсивные минимумы, расположенные на $V_{L1} \approx \pm 16.6$ мВ и $V_{S1} \approx \pm 3.4$ мВ, согласно вышеприведенной формуле определяют $2\Delta_L$ и $2\Delta_S$, соответственно. Андреевские рефлексы более высоких порядков ($n_{L,S} = 2$), расположенные на $V_{L2} \approx \pm 8.3$ мВ и $V_{S2} \approx \pm 1.7$ мВ, присутствуют и при этом довольно четко видны на спектрах наиболее качественных контактов, имеющих, по всей видимости, минимальный диаметр. Хорошо воспроизводится тонкая структура основных минимумов от большой щели. Штриховой линией на рис. 3 показано положение дополнительной особенности $V^* \approx \pm 12.5$ мВ, которая отражает объемные свойства материала. Данную осо-

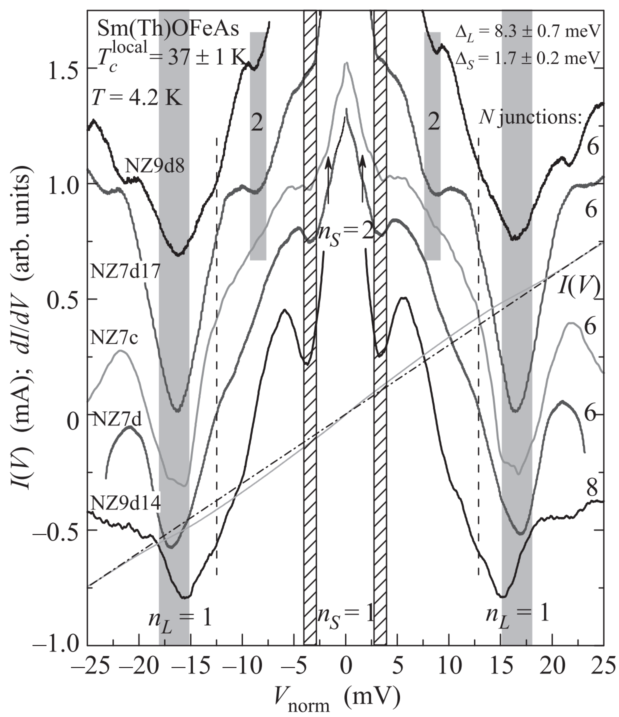

Рис. 3. Нормированная динамическая проводимость стопочных контактов NZ9_d8 (число контактов в стопке $N = 6$), NZ7_d17 ($N = 6$), NZ7_c ($N = 6$; $I(V)$-характеристика этого контакта приведена тонкой серой кривой; штрихпунктирной линией обозначена омическая зависимость), NZ7_d ($N = 6$) и NZ9_d14 ($N = 8$) ($T_c^{local} \approx 37$ K, $T = 4.2$ K). Положение андреевских рефлексов от большой щели $\Delta_L = 8.3 \pm 0.7$ мэВ отмечено серыми областями (их ширина соответствует погрешности 10 %) и значками n_L, а от малой щели $\Delta_S = 1.7 \pm 0.2$ мэВ – заштрихованными областями (покрывают диапазон 10 % погрешности), стрелками и значками n_S. Штриховыми линиями отмечено положение особенности, отражающей степень анизотропии параметра порядка Δ_L

бенность также можно интерпретировать как проявление анизотропии большой щели в k-пространстве. При этом максимальное значение ведущего параметра около $\Delta_L^{max} = V_{L1}/2 \approx 8.3$ мВ, минимальное – $\Delta_L^{min} = V^*/2 \approx 6.3$ мВ, а степень анизотропии составляет порядка 25 % (гофрированный s-волновой тип симметрии). Зависимость $V_{nL,S}(1/n)$ для спектров с рис. 3 приведена на рис. 4. Как и для контактов с высокими критическими температурами, положения наблюдаемых здесь андреевских рефлексов группируются в две прямые. По их наклону были вычислены средние значения щелей: $\Delta_L = 8.3 \pm 0.7$ мэВ и $\Delta_S = 1.7 \pm 0.2$ мэВ ($T_c^{local} \approx 37$ K). Интересно заметить, что при этом характеристические отношения БКШ для каждой из щелей остаются при-

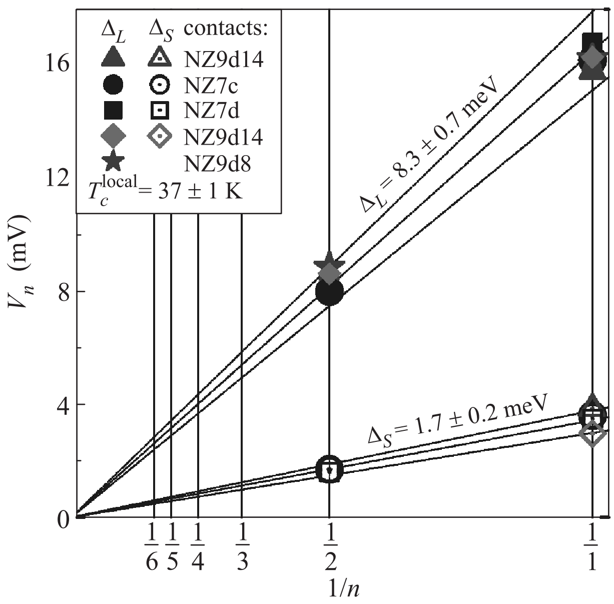

Рис. 4. Зависимость положений андреевских рефлексов V_n для большой и малой щелей от их обратного номера $1/n$ для спектров контактов с $T_c^{local} \approx 37$ K, приведенных на рис. 3. Закрытые значки соответствуют большой щели, открытые – малой

мерно постоянными: $2\Delta_L/k_BT_c^{local} \approx 5.2 \gg 3.52$ и $2\Delta_S/k_BT_c^{local} \approx 1.1 \ll 3.52$.

Для получения температурных зависимостей большой и малой щели в почти оптимально допированном образце NZ5, мы записали спектр динамической проводимости контакта NZ5_c ($N = 4$) в интервале температур $4.2 \leq T \leq 45$ K вплоть до T_c (рис. 5). Для наглядности характеристики сдвинуты нами по вертикали по мере увеличения температуры. На спектре при $T = 4.2$ K значками n_L отмечено положение андреевских рефлексов от большой щели $\Delta_L \approx 10.5$ мэВ, а стрелками и значками n_S – от малой щели $\Delta_S \approx 2.8$ мэВ. Согласно теории [39], температурное размытие влияет только на относительную амплитуду, но не на положение андреевских рефлексов на спектре симметричного SNS-контакта. Хорошо видно, как с увеличением температуры минимумы от обеих щелей сдвигаются в сторону меньших смещений, становясь менее интенсивными, и в конечном счете характеристика линеаризуется. Это означает переход контактной области (диаметром порядка 10 нм) в нормальное состояние, который происходит при локальной критической температуре контакта $T_c^{local} \approx 45$ K.

По данным этого графика на рис. 6 построены температурные зависимости большой щели (закрытые кружки) и малой щели (открытые кружки).

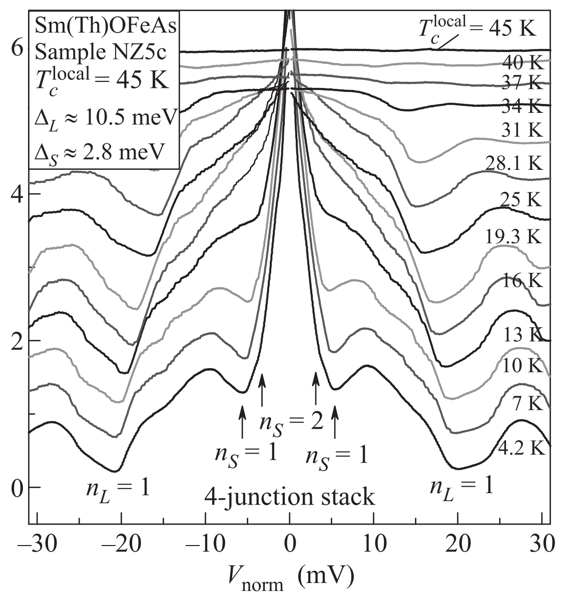

Рис. 5. Спектры проводимости контакта NZ5_c, полученные в интервале температур $4.2\,\text{K} \le T \le T_c^{\text{local}} \approx \approx 45\,\text{K}$. Положение андреевских рефлексов от большой щели отмечено значками n_L, от малой – стрелками и значками n_S

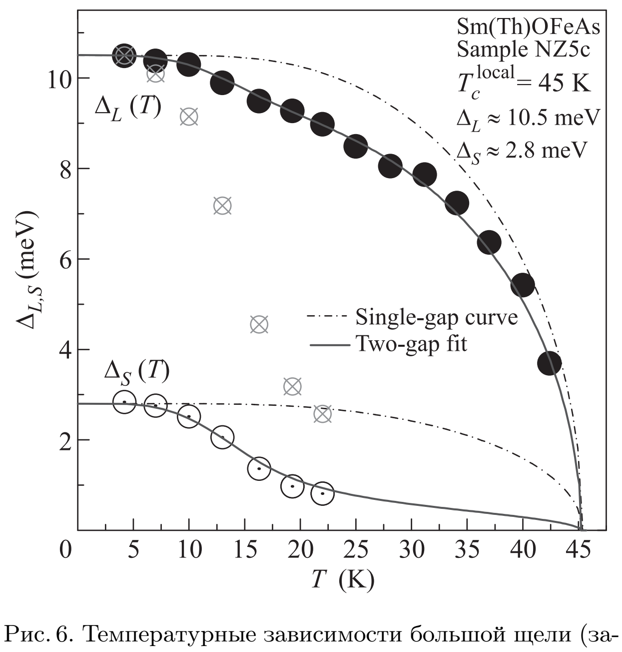

Рис. 6. Температурные зависимости большой щели (закрытые кружки) и малой щели (открытые кружки), построенные по данным спектров контакта с $T_c^{\text{local}} \approx \approx 45\,\text{K}$, приведенных на рис. 5. Перечеркнутыми кружками для сравнения показана нормированная зависимость $\Delta_S(T)\Delta_L(0)/\Delta_S(0)$. Фитинг $\Delta_{L,S}(T)$ однощелевой и двухщелевой БКШ-моделью приведен штрихпунктирными и сплошными линиями, соответственно

Прежде всего, следует сравнить их температурный ход. Перечеркнутыми кружками показана зависимость малой щели от температуры, нормированная на значение большой щели при $T = 4.2\,\text{K}$, а штрихпунктирными линиями – стандартная одногщелевая БКШ-образная функция. Видно, что в то время как ход большой щели $\Delta_L(T)$ слабо отклоняется от БКШ-типа, зависимость $\Delta_S(T)$ резко отличается от $\Delta_L(T)$, подтверждая наш вывод о том, что наблюдаемые особенности описывают свойства разных сверхпроводящих конденсатов в объеме. Более того, поведение малой щели явно не описывается однощелевой БКШ-моделью. Для объяснения подобного явления мы провели фитинг температурных зависимостей $\Delta_{L,S}(T)$ двухщелевой моделью Москаленко и Сула [48, 49] с перенормированным БКШ-интегралом (сплошные серые линии на рис. 6). Согласно этой модели форма температурных зависимостей щелей зависит от значений четырех констант электрон-бозонного взаимодействия, $\lambda_{ij} = V_{ij} \cdot N_j$ (где V_{ij} – матричный элемент взаимодействия, а N_j – плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми в нормальном состоянии в j-й зоне), двух внутризонных ($i = j$) и двух межзонных ($i \neq j$). Полученные температурные зависимости типичны для случая слабого межзонного взаимодействия: при низких температурах малая щель закрывается более резко, а большая слабо “проседает” относительно БКШ-образной функции. Далее $\Delta_S(T)$ плавно приближается к нулю, а $\Delta_L(T)$ возвращается к стандартному однощелевому ходу, почти вертикально стремясь к локальной T_c.

Аналогичные зависимости были получены и построены и для контакта NZ7_c с низкой локальной критической температурой ($T_c^{\text{local}} \approx 37\,\text{K}$). Его спектр, измеренный при $4.2 \le T \le T_c^{\text{local}}\,\text{K}$, приведен на рис. 7. Здесь кривые также смещены вдоль вертикальной оси в порядке увеличения температуры. Для сравнения пунктирной линией показан спектр этого контакта, записанный при $T = 4.2\,\text{K}$ после термоциклирования (нижняя кривая). Как видно, форма и положение особенностей СГС на этой dI/dV-характеристике воспроизводятся, что говорит о механической стабильности контакта на микротрещине. Андреевские рефлексы от большой щели $\Delta_L \approx 8.3$ мэВ обозначены на спектрах, измеренных при $T = 4.2\,\text{K}$, значками n_L, а от малой щели $\Delta_S \approx \approx 1.8$ мэВ – значками n_S. Температурные зависимости $\Delta_{L,S}(T)$ для этого контакта построены на рис. 8 (закрытые кружки и открытые кружки с точкой, соответственно). Как и для контакта с высокой T_c^{local} (см. рис. 6), повышение температуры влияет на положения андреевских рефлексов, связанных с параметрами порядка Δ_L и Δ_S, по-разному. Нормированная

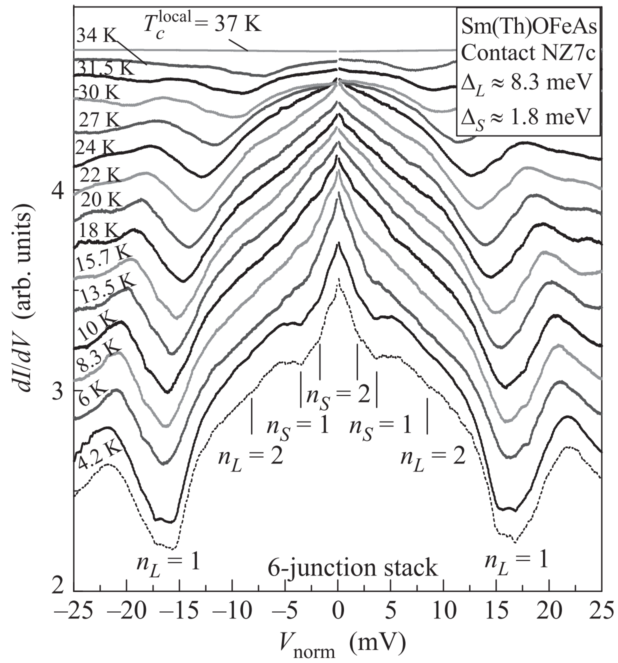

Рис. 7. Спектры проводимости контакта NZ7_c, измеренные в интервале температур $4.2\,\text{K} \le T \le T_c^{\text{local}} \approx$ $\approx 37\,\text{K}$. Положение андреевских рефлексов от большой щели отмечено значками n_L, от малой – значками n_S. Пунктиром приведена $dI(V)/dV$-характеристика этого контакта, полученная при 4.2 K после термоциклирования

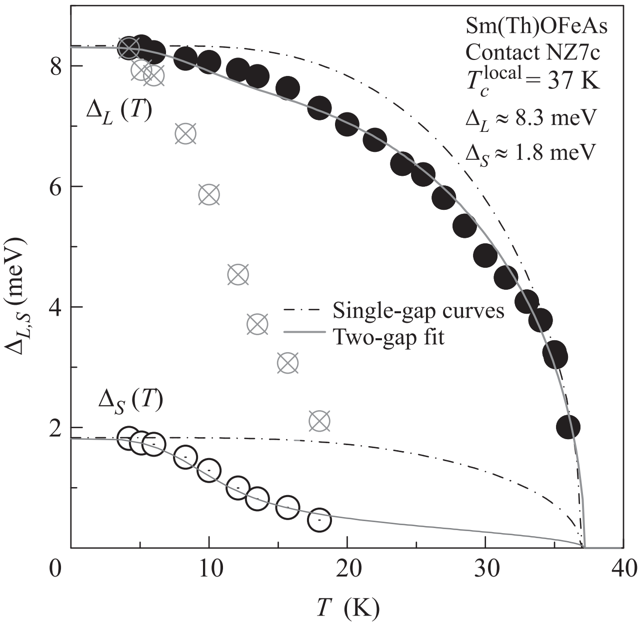

Рис. 8. Температурные зависимости большой щели (закрытые кружки) и малой щели (открытые кружки), построенные по данным спектров контакта с $T_c^{\text{local}} \approx$ $\approx 37\,\text{K}$, приведенных на рис. 7. Для сравнения перечеркнутыми кружками показана нормированная зависимость $\Delta_S(T)\Delta_L(0)/\Delta_S(0)$. Фитинг $\Delta_{L,S}(T)$ однощелевой и двухщелевой БКШ-моделью приведен штрихпунктирными и сплошными линиями, соответственно

зависимость малой щели $\Delta_S(T)\Delta_L(4.2\,\text{K})/\Delta_S(4.2\,\text{K})$, обозначенная на рис. 8 перечеркнутыми кружками, отклоняется от хода большой щели. Поведение обеих щелей схоже с представленным на рис. 6. Оно отклоняется характерным образом от однозонных БКШ-образных зависимостей (которые отмечены штрихпунктирными линиями) и полностью описывается системой уравнений Москаленко и Сула [48, 49] (соответствующий фитинг приведен сплошными серыми линиями). Подобное поведение $\Delta_{L,S}(T)$ наблюдалось нами ранее в соединениях $Mg_{1-x}Al_xB_2$ [50], LiFeAs [51] и $GdFeAsO_{0.88}$ [52].

Основные параметры сверхпроводящего состояния $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$, определенные с помощью фитинга двухщелевой системой уравнений (см. рис. 6 и 8), представлены в таблице. Для сравнения мы также приводим данные для $GdFeAsO_{0.88}$ – другого железосодержащего оксиарсенида с критической температурой $T_c^{\text{local}} \approx 49\,\text{K}$; соответствующие температурные зависимости щелей и их аппроксимация моделью Москаленко и Сула были опубликованы нами ранее в работе [52]. Сравним полученные значения относительных констант λ_{ij} (нормированных на λ_{11}). По нашим оценкам, основную роль в сверхпроводимости $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$, а также $GdFeAsO_{0.88}$, играет внутризонное куперовское спаривание: при различных T_c^{local} наибольшими являются константы λ_{LL} и λ_{SS} (см. таблицу). Так, отношение $\beta = \sqrt{\lambda_{LL}\lambda_{SS}/\lambda_{LS}\lambda_{SL}} = \sqrt{V_{LL}V_{SS}}/V_{LS}$ показывает, что сила внутризонного взаимодействия более чем на порядок превосходит межзонную.

Сравним "собственные" параметры T_c^i и $2\Delta_i/k_BT_c^i$ (где $i = L, S$) для двух конденсатов, отражающие свойства каждого из них в гипотетическом случае нулевого межзонного взаимодействия. "Собственные" характеристические отношения БКШ остаются примерно постоянными в диапазоне критических температур 37–49 K: обе щели линейно масштабируются с T_c (скейлинг). При этом для большой щели данное отношение примерно равно $2\Delta_L/k_BT_c^L = 4.5{-}4.8$. Для малой щели его значение в среднем несколько ниже, $2\Delta_S/k_BT_c^S = 3.8{-}4.5$, хотя и близко к показателю для Δ_L-конденсата. Взяв за основу экспериментальные данные [19, 22], можно с достаточной степенью уверенности говорить о сильной электрон-фононной природе *внутризонного* взаимодействия в рамках теории Элиашберга. Это также согласуется с существующими теоретически-

Параметры двухщелевого сверхпроводящего состояния $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$, определенные непосредственно из SNS-андреевских спектров (рис. 6 и 8)*), а также полученные из фитинга температурных зависимостей щелей с помощью модели Москаленко и Сула [48, 49])**

Контакт	NZ7_c	NZ5_c	KHL8_f (Gd-1111) [52]***)
$T_c^{\rm local}$; T_c^L, T_c^S, К	37, 43.2, 9.7	45, 53.7, 14.4	49, 60.3, 18.3
Δ_L, Δ_S, мэВ	8.3, 1.8	10.5, 2.8	12.5, 3.0
$\dfrac{2\Delta_L}{k_{\rm B}T_c^{\rm local}}$, $\dfrac{2\Delta_S}{k_{\rm B}T_c^{\rm local}}$	5.2, 1.1	5.4, 1.4	6.0, 1.4
$\dfrac{2\Delta_L}{k_{\rm B}T_c^L}$, $\dfrac{2\Delta_S}{k_{\rm B}T_c^S}$,	4.5, 4.3	4.5, 4.5	4.8, 3.8
$T_c^{\rm local}/T_c^L$	0.86	0.84	0.81
$\dfrac{\lambda_{SS}}{\lambda_{LL}}$, $\dfrac{\lambda_{LS}}{\lambda_{LL}}$, $\dfrac{\lambda_{SL}}{\lambda_{LL}}$	0.643, 0.178, 0.018	0.67, 0.183, 0.018	0.628, 0.254, 0.023
$\alpha = \dfrac{N_S}{N_L}$, $\beta = \dfrac{\sqrt{V_{LL}V_{SS}}}{V_{LS}}$	9.7, 14.0	10.3, 14.4	11.2, 10.4

*) Локальная критическая температура контактов $T_c^{\rm local}$, амплитуды параметров порядка Δ_L и Δ_S при $T = 4.2$ К и соответствующие им характеристические отношения для локальной критической температуры $T_c^{\rm local}$.
**) "Собственные" характеристические отношения для каждого конденсата $2\Delta_i/k_{\rm B}T_c^i$ (без учета межзонного взаимодействия), рассчитанные с использованием "собственной" критической температуры конденсатов $T_c^{L,S}$, отношение $T_c^{\rm local}/T_c^L$, относительные значения констант связи $\lambda_{ij}/\lambda_{LL}$, отношение плотностей состояний в зонах $\alpha = \lambda_{LS}/\lambda_{SL} = N_S/N_L$ и силы внутризонного и межзонного взаимодействий $\beta = (\lambda_{LL}\lambda_{SS}/\lambda_{LS}\lambda_{SL})^{1/2} = (V_{LL}V_{SS})^{1/2}/V_{LS}$.
***) Данные для контакта, полученного в образце Gd-1111 с $T_c^{\rm local} \approx 49$ К [52], приведены для сравнения.

ми расчетами [5, 7, 9, 10, 15] как для s^{++}-, так и для $s^{\pm}$-модели.

Итак, оцененные нами отношения $\lambda_{SS}/\lambda_{LL}$ и "собственные" $2\Delta_i/k_{\rm B}T_c^i$ остаются примерно постоянными, несмотря на изменение как концентрации допанта в самариевых образцах, так и образующего лантаноида Sm/Gd, т.е. в исследованных образцах меняется только химический состав спейсеров, а не сверхпроводящих блоков Fe–As. Степень структурной упорядоченности последних практически постоянна, при этом изменяется только уровень допирования и, соответственно, величины $N_{L,S}$. Таким образом, спейсеры в структуре 1111 играют роль зарядовых резервуаров, не участвуя напрямую в сверхпроводимости. Можно предположить, что подобные различия состава не влияют на механизм спаривания и силу электрон-фононного взаимодействия. Исходя из этого и принимая во внимание одинаковую квазидвумерную размерность Δ_L- и Δ_S-конденсатов и сходное строение соответствующих поверхностей Ферми для семейства 1111, можно легко объяснить наблюдаемый экспериментально скейлинг обеих щелей с критической температурой. В таком случае мы можем сравнить сверхпроводящие свойства оксипниктидов различного состава по двум относительным параметрам: отношению недиагональных констант связи (или, что то же самое, отношению плотностей состояний в зонах $\alpha = \lambda_{LS}/\lambda_{SL} = N_S/N_L$) и отношению $\beta = \sqrt{V_{LL}V_{SS}}/V_{LS}$ силы эффективного внутризонного к силе эффективного межзонного взаимодействия. Согласно нашим данным, для диапазона $T_c = (37-49)$ К эти параметры также практически неизменны: $\alpha \approx 10$ в пределах $\sim 10\,\%$, а $\beta = 10-14$. Последнее указывает на то, что между собой конденсаты взаимодействуют слабо (высокое значение β), но при описании такой двухщелевой системы нельзя пренебрегать межзонным взаимодействием из-за сильного различия плотностей состояний в двух зонах.

Обращаясь к температурным зависимостям щелей (см. рис. 6 и 8, а также рис. 2 в [52]), можно сказать, что наблюдаемый в эксперименте "хвост" на $\Delta_S(T)$ вызван тем, что при температурах выше "собственной" $T_c^S \sim T_c^{\rm local}/3$ (см. таблицу) сверхпроводимость в зонах с малой щелью становится наведенной доминирующим Δ_L-конденсатом за счет эффекта близости в k-пространстве [53]. При этом именно из-за значительной плотности состояний в Δ_S-конденсате (высокое значение α) искажается температурный ход большой щели. В результате наблюдаются достаточно сильные прогибы зависимости $\Delta_L(T)$ относительно однощелевого БКШ-образного хода. Согласно нашим данным локальная критическая температура также понижается относительно "собственной" T_c^L конденсата с большой щелью примерно на 20 %.

Итак, можно заключить, что в пределах $T_c = (37-49)$ К "собственные" характеристические отношения БКШ $2\Delta_i/k_{\rm B}T_c^i$ для двух зон близки и находятся в диапазоне 4.3 ± 0.5. За столь высокие значения критических температур отвечает сильное *внутризонное* электрон-фононное взаимодействие в конденсате с большой щелью. Зоны с малой щелью имеют аналогичную природу, но сила связи в них несколько ниже, а плотность состояний примерно на порядок выше. Вариация химического состава спейсеров оксипниктидов не влияет на механизм сверхпроводимости в данном интервале T_c. По своему воздействию на электронную подсистему она подобна вариации количества атомов кислорода. Это, по всей вероятности, влечет за собой изменение плотности состояний на уровне Ферми в каждой из зон, что, в свою очередь, вызывает скейлинг обеих щелей с T_c. Данное утверждение подтверждает вывод теоретической работы [54].

Авторы благодарят Я.Г. Пономарева и В.М. Пудалова за ценные обсуждения и предоставленные материалы. Исследования поддержаны грантами РФФИ # 12-02-31269-мол_а и # 13-02-01451-а.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, H. Masahiro et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296, (2008).
2. C. Wang, L. Li, S. Chi, Z. Zhu, Z. Ren, Y. Li, Y. Wang, X. Lin, Y. Luo, S. Jiang, X. Xu, G. Cao, and Z. Xu, Eur. Phys. Lett. **83**, 67006 (2008).
3. H. H. Klauss, H. Luetkens, R. Klingeler, C. Hess, F. J. Litterst, M. Kraken, M. M. Korshunov, I. Eremin, S. L. Drechsler, R. Khasanov, A. Amato, J. Hamann-Borrero, N. Leps, A. Kondrat, G. Behr, J. Werner, and B. Büchner, Phys. Rev. Lett. **101**, 077005 (2008).
4. I. A. Nekrasov, Z. V. Pchelkina, and M. V. Sadovskii, JETP Lett. **87**, 560 (2008).
5. D. J. Singh and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **100**, 237003 (2008).
6. G. R. Stewart, Rev. Mod. Phys. **83**, 1589 (2011).
7. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, Rep. Prog. Phys. **74**, 124508 (2011).
8. C. de la Cruz, Q. Huang, J. W. Lynn, J. Li, W. Ratcliff, J. L. Zarestky, H. A. Mook, G. F. Chen, J. L. Luo, N. L. Wang, and P. Dai, Nature **453**, 899 (2008).
9. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
10. M. M. Korshunov and I. Eremin, Phys. Rev. B **78**, 140509(R) (2008).
11. J. Paglione and R. L. Greene, Nature Phys. **6**, 645 (2010).
12. S. Wakimoto, K. Kodama, M. Ishikado, M. Matsuda, R. Kajimoto, M. Arai, K. Kakurai, F. Esaka, A. Iyo, H. Kito, H. Eisaki, and S. Shamoto, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 074715 (2010).
13. S. Shamoto, M. Ishikado, A. D. Christianson, M. D. Lumsden, S. Wakimoto, K. Kodama, A. Iyo, and M. Arai, Phys. Rev. B **82**, 172508 (2010).
14. Y. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, V. M. Pudalov, A. V. Sadakov, A. S. Usol'tsev, T. Wolf, E. P. Khlybov, and L. F. Kulikova, J. Supercond. Novel Magn. **26**, 2867 (2013).
15. S. Onari and H. Kontani, Phys. Rev. Lett. **104**, 177001 (2009).
16. Y. Zhou, H. Zhang, H. Lin, and C. D. Gong, arXiv:1311.0611 (неопубликовано).
17. M. Sato, Y. Kobayashi, S. C. Lee, H. Takahashi, E. Satomi, and Y. Miura, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 014710 (2010).
18. S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, A. N. Yaresko, A. A. Kordyuk, G. Behr, A. Vasiliev, R. Follath, and B. Buchner, Phys. Rev. Lett. **105**, 067002 (2010).
19. K. Ikeuchi, M. Sato, R. Kajimoto, Y. Kobayashi, K. Suzuki, M. Itoh, P. Bourges, A. D. Christianson, H. Nakamura, and M. Machida, arXiv:1310.7424 (неопубликовано).
20. J. Ishizuka, T. Yamada, Y. Yanagi, and Y. Ono, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 123712 (2013).
21. I. R. Shein and A. L. Ivanovskii, Phys. Lett. A. **375**, 1028 (2011).
22. R. H. Liu, T. Wu, G. Wu, H. Chen, X. F. Wang, Y. L. Xie, J. J. Yin, Y. J. Yan, Q. J. Li, B. C. Shi, W. S. Chu, Z. Y. Wu, and X. H. Chen, Nature **459**, 64 (2009).
23. P. Seidel, Supercond. Sci. Technol. **24**, 043001 (2011).
24. Y. Fasano, I. Maggio-Aprile, N. D. Zhigadlo, S. Katrych, J. Karpinski, and O. Fischer, PRL **105**, 167005 (2010).
25. D. Daghero, M. Tortello, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, F. Bernardini, M. Tropeano, M. Putti, and R. S. Gonnelli, Supercond. Sci. Technol. **25**, 084012 (2012).
26. Y. L. Wang, L. Shan, L. Fang, P. Cheng, C. Ren, and H. H. Wen, Supercond. Sci. Technol. **22**, 015018 (2009).
27. T. Y. Chen, Z. Tesanovic, R. H. Liu, X. H. Chen, and C. L. Chien, Nature **453**, 1224 (2008).
28. Y. G. Naidyuk, O. E. Kvitnitskaya, I. K. Yanson, G. Fuchs, S. Haindl, M. Kidszun, L. Schultz, and B. Holzapfel, Supercond. Sci. Technol. **24**, 065010 (2010).
29. D. Daghero, M. Tortello, G. A. Ummarino, and R. S. Gonnelli, Rep. Prog. Phys. **74**, 124509 (2011).
30. A. Dubroka, K. W. Kim, M. Roessle, V. K. Malik, R. H. Liu, G. Wu, X. H. Chen, and C. Bernhard, Phys. Rev. Lett. **101**, 097011 (2008).
31. T. E. Shanygina, Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, S. N. Tchesnokov, O. E. Omel'yanovskii, A. V. Sadakov, Yu. F. Eltsev, A. S. Dormidontov, V. M. Pudalov, A. S. Usol'tsev, and E. P. Khlybov, JETP Lett. **93**, 94 (2011).
32. K. A. Yates, K. Morrison, J. A. Rodgers, G. B. S Penny, J. W. G. Bos, J. P. Attfield, and L. F. Cohen, New J. Phys. **11**, 025015 (2009).

33. N. D. Zhigadlo, S. Katrych, Z. Bukowski, S. Weyeneth, R. Puzniak, and J. Karpinski, J. Phys.: Condens. Matt. **20**, 342202 (2008).
34. N. D. Zhigadlo, S. Katrych, S. Weyeneth, R. Puzniak, P. J. W. Moll, Z. Bukowski, J. Karpinski, H. Keller, and B. Batlogg, Phys. Rev. B **82**, 064517 (2010).
35. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
36. Ю. В. Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
37. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
38. G. B. Arnold, J. Low Temp. Phys. **68**, 1 (1987).
39. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, and R. Nikolsky, Phys. Rev B **42**, 3992 (1990).
40. J. C. Cuevas, A. Martin-Rodero, and A. L. Yeyati, Phys. Rev. B **54**, 7366 (1996).
41. J. Moreland and J. W. Ekin, J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1985).
42. T. Okada, H. Takahashi, Y. Imai, K. Kitagawa, K. Matsubayashi, Y. Uwatoko, and A. Maeda, Phys. Rev. B **86**, 064516 (2012).
43. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, T. Hanke, C. Hess, G. Behr, R. Klingeler, and B. Buchner, Phys. Rev. B **79**, 224517 (2009).
44. Ya. G. Ponomarev, K. K. Uk, M. A. Lorentz et al., Inst. Phys. Conf. Ser. **167**, 241 (2000).
45. B. A. Aminov, L. I. Leonyuk, T. E. Oskina, H. Piel, Y. G. Ponomarev, H. T. Rachimov, K. Sethupathi, M. V. Sudakova, and D. Wehler, Adv. Supercond. **V**, 1037 (1993).
46. H. Nakamura, M. Machida, T. Koyama, and N. Hamada, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 123712 (2009).
47. 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, and L. F. Kulikova, Eur. Phys. Lett. **102**, 67006 (2013).
48. В. А. Москаленко, Физ. Мет. Металл. **8**, 503 (1959).
49. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
50. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, N. M. Kadomtseva, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Chesnokov, E. G. Maksimov, S. I. Krasnosvobodtsev, L. G. Sevast'yanova, K. P. Burdina, and B. M. Bulychev, JETP Lett. **79**, 484 (2004); S. A. Kuzmichev, T. E. Shanygina, S. N. Tchesnokov, and S. I. Krasnosvobodtsev, Solid State Comm. **152**, 119 (2012).
51. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, А. И. Болталин, И. В. Морозов, Письма в ЖЭТФ **98**, 816 (2013).
52. 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, and L. F. Kulikova, J. Supercond. Novel Magn. **26**, 2661 (2013).
53. I. K. Yanson, V. V. Fisun, N. L. Bobrov, Yu. G. Naidyuk, W. N. Kang, E. M. Choi, H. J. Kim, and S. I. Lee, Phys. Rev. B **67**, 024517 (2003).
54. E. Z. Kuchinskii, I. A. Nekrasov, and M. V. Sadovskii, JETP Lett. **91**, 518 (2010).