

Параметры сверхпроводящих подсистем в диборидах магния и оксипниктидах железа по данным спектроскопии многократных андреевских отражений

Т.Е. Кузьмичева¹, С.А. Кузьмичев^{2,1}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, 119991, Россия
E-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, 119991, Россия

Статья поступила в редакцию 2 июля 2019 г., опубликована онлайн 27 сентября 2019 г.

В многощелевых сверхпроводниках физические параметры конденсатов определяются как внутризонным, так и межзонным взаимодействием. В случае двух сверхпроводящих параметров порядка в пределе слабой связи, самым простым описанием физики системы является двухзонная модель Москаленко и Сула, в рамках которой силу спаривания определяют четыре константы электрон-бозонного взаимодействия. Обычно характеристическое отношение $2\Delta_0/k_B T_c$ больше предела теории БКШ 3,53, что требует введения перенормировки для Δ_0 или T_c в оба БКШ интеграла. Таким образом, в рамках модели Москаленко и Сула необходимо оперировать как минимум шестью параметрами для описания двухщелевой сверхпроводящей системы. При этом наблюдаемые с помощью различных методик величины являются суперпозицией вкладов каждой из зон и межзонного взаимодействия, которые обычно не удается разделить в эксперименте. Тем более в эксперименте невозможно изолированно изучать свойства каждой из сверхпроводящих подсистем, т.е. сделать это в отсутствие межзонного взаимодействия. В отличие от расширенной для двухзонного случая теории Элиашберга, модель Москаленко и Сула позволяет максимально простым способом описать сверхпроводящее состояние минимальным набором величин, что, безусловно, привлекательно для экспериментаторов. В любом случае решающим фактором надежности такой оценки является прямое, одновременное и прецизионное измерение обоих параметров порядка в зависимости от температуры, что представляет собой сложную экспериментальную задачу. Спектроскопия многократных андреевских отражений позволяет определить зависимости параметров порядка $\Delta_{1,2}(T)$ напрямую без дополнительной аппроксимации экспериментальных спектров динамической проводимости андреевских контактов. По полученным нами экспериментальным зависимостям $\Delta_{1,2}(T)$ проведен фитинг в рамках расширенной модели Москаленко и Сула и оценены параметры таких сверхпроводящих систем, как $MgB_2 + MgO$, $Mg_{1-x}Al_xB_2$, а также железосодержащих оксипниктидов $ReO_{1-x}F_xFeAs$ ($Re = Gd, Sm, Th, La$). Показано, что внутризонная связь сильнее межзонной примерно в 15 раз для диборидов магния и в 10 раз для арсенидов железа с максимальными T_c , причем это отношение убывает вместе с T_c . Оцененные собственные характеристические отношения для «сильных» зон составляют $\approx 5,5$ и $4,6$ соответственно и практически не зависят от химического состава в исследованном диапазоне $T_c > 20$ К. Для «слабых» зон это отношение близко к БКШ пределу слабой связи 3,5.

Ключевые слова: двухщелевая сверхпроводимость, дибориды магния, железосодержащие сверхпроводники, андреевская спектроскопия, break-junction.

1. Введение

Первое теоретическое описание двухщелевой сверхпроводимости было предложено еще в 1959 г. независимо Москаленко [1,2] и Сулом с соавторами [3]. Согласно их модели, двухзонный БКШ сверхпроводник,

где в каждой зоне открывается независимая сверхпроводящая щель, описывается четверкой констант связи $\lambda_{ij} \equiv V_{ij}N_j$ ($i, j = 1, 2$), где V_{ij} — матричные элементы внутризонного ($i = j$) и межзонного ($i \neq j$) взаимодействия, а N_j — нормальная плотность состояний в j -й зоне на уровне Ферми. Температурные зависимости двух

сверхпроводящих щелей Δ_j , Δ_j описываются системой уравнений

$$\Delta_j(T) = \sum_{j=1,2} \lambda_{ij} \Delta_j(T) F(\Delta_j, T),$$

$$F(\Delta_j, T) = \int_0^{\hbar\omega_c} \frac{dE}{\sqrt{E^2 + \Delta_j^2}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{E^2 + \Delta_j^2}}{2k_B T}, \quad (1)$$

где $F(\Delta_j, T)$ — БКШ интегралы для каждой из зон, ω_c — характерная частота обрезания, k_B — постоянная Больцмана.

Внутризонные (диагональные) константы связи λ_{ii} определяют «собственные» амплитуды параметров порядка каждого из конденсатов $\Delta_i^{\text{eigen}}(0) = \hbar\omega_c / \operatorname{sh}(1/\lambda_{ii})$. В гипотетическом случае невзаимодействующих конденсатов ($V_{12} = 0$) система (1) распадается на два независимых уравнения, и каждая из щелей закрывается при своей критической температуре, определяемой в пределе слабой связи как $k_B T_c^{\text{eigen}} \equiv 2\Delta^{\text{eigen}} / 3,53$. При наличии сколь угодно малого межзонного взаимодействия обе щели обращаются в ноль при общей температуре $T_c > T_c^{\text{eigen}}$. При этом экспериментально наблюдаемые амплитуды параметров порядка $\Delta_{1,2}(0)$ превышают собственные, поскольку определяются как внутризонным, так и межзонным взаимодействием. При различных соотношениях констант связи λ_{ij} вид температурных зависимостей двух щелей может кардинально меняться. Таким образом, аппроксимируя экспериментально полученные температурные зависимости щелей $\Delta_{1,2}(T)$ системой уравнений (1), можно определить четверку λ_{ij} и собственные параметры двух сверхпроводящих конденсатов. Подчеркнем, во-первых, что уравнения (1) нечувствительны к знаку констант межзонного электрон-бозонного взаимодействия. Во-вторых, для сверхпроводников с сильной связью проведение подобного фитинга позволяет определить только перенормированные $\lambda_{ij} = (\lambda_{ij}^0 - \mu_{ij}^*) / (1 + \lambda_{ii}^0 + \lambda_{ij}^0)$, где λ_{ij}^0 — полные константы, определяемые в рамках теории Элиашберга, а μ_{ij}^* — соответствующие кулоновские псевдопотенциалы.

Экспериментально мультikonденсатные сверхпроводники активно исследуются, начиная с открытия в 2001 г. двухщелевой сверхпроводимости в MgB_2 с рекордной для объемных бинарных соединений критической температурой 38–40 К [4] при атмосферном давлении. Расчеты зонной структуры [5–8] показали, что в диборидах магния уровень Ферми пересекают два типа зон: двумерные дырочные σ -зоны, образованные s -орбиталями бора, и трехмерные электронные и дырочные π -зоны, образованные p -орбиталями магния. При температурах ниже T_c в σ - и π -зонах образуются два сверхпроводящих конденсата с различным по силе электрон-фононным взаимодействием. Функция Элиашберга имеет выраженный пик на энергии оптической фононной

моды E_{2g} порядка 70–90 мэВ [7,9]. Амплитуда большой щели Δ_σ , по данным ряда туннельных исследований [9–22], достигает 7–10 мэВ в чистом MgB_2 , в то время как малая щель Δ_π не превышает 3–3,5 мэВ.

Свойства сверхпроводящей подсистемы чистого MgB_2 оптимальны: при электронном допировании посредством частичного замещения (Mg, Al) или (B, C) критическая температура уменьшается. Как показали расчеты в рамках модели Элиашберга [8,23], заполнение дырок в σ -зонах при электронном допировании эффективно подавляет двумерную сверхпроводимость σ -конденсата. Вместе с тем, по мере увеличения концентрации Al или C увеличивается дисбаланс нормальных плотностей состояний в σ - и π -зонах $N_\pi / N_\sigma \equiv \lambda_{12}^0 / \lambda_{21}^0$, а внутризонное взаимодействие в σ -зоне ослабевает значительно быстрее межзонного.

Что касается силы электрон-фононного взаимодействия внутри двух эффективных зон, то по оценкам [23] оба конденсата находятся в пределе слабой связи во всем диапазоне электронного допирования. Для трехмерного π -конденсата можно предположить, что это выполняется с большой вероятностью. Тем не менее для двумерного σ -конденсата этот вопрос требует проверки, которая была проведена в настоящей работе.

Согласно расчетам [23], $\lambda_{\pi\pi}^0$ уменьшается пропорционально плотности состояний N_π . Константа $\lambda_{\sigma\sigma}^0$ сильнее зависит от температуры: достигая максимального значения при $T_c = 40$ К ($\lambda_{\sigma\sigma}^0 \rightarrow 1$), при увеличении концентрации допирующих электронов она практически линейно падает до нуля. При этом величины полных констант внутризонной связи в двух конденсатах сравниваются при $\approx 33\%$ концентрации алюминия, что соответствует так называемому «грязному пределу», о переходе в который при $T_c < 22$ К сообщалось в нескольких работах, выполненных методом спектроскопии точечного контакта (ТК) [17,18]. Тем не менее предоставленные аргументы не кажутся убедительными из-за недостаточной воспроизводимости данных, поэтому вопрос перехода в «грязный предел» пока остается открытым. Более того, по словам авторов работы [13] (см. вывод 1 на стр. 273), процессы упругого рассеяния в точечных контактах, сделанных по оси c , вызывают слияние двух щелей в одну примерно в половине экспериментов даже в чистом MgB_2 . Отметим также, что с точки зрения модели Москаленко и Сула изотропизация параметра порядка соответствует нулевому детерминанту матрицы констант связи $\lambda_{11}\lambda_{22} = \lambda_{12}\lambda_{21}$.

Исследования железосодержащих оксиниктидов ReFeAsO семейства 1111 (Re — редкоземельный металл), открытых в 2008 г. [24], в данный момент также далеки от завершения [25–27]. Их слоистая кристаллическая структура состоит из сверхпроводящих блоков FeAs , чередующихся вдоль c -направления с блоками-спейсерами ReO . Стехиометрические соединения ReFeAsO

являются антиферромагнитными металлами, претерпевая структурный и магнитный переход при температуре $T^* \approx 150$ К и переходя ниже этой температуры в состояние с волной спиновой плотности. При подавлении последнего состояния электронным или дырочным допированием в системе возникает сверхпроводимость. Как показали зонные расчеты [28], на поверхности Ферми сосуществуют электронные и дырочные цилиндры, слабогфрированные вдоль c -направления. При температурах ниже T_c , достигающих 56 К, в оксипниктидах образуются два сверхпроводящих конденсата с параметрами порядка Δ_L и Δ_S .

Неполный изотопический эффект [29] и слабое электрон-фононное взаимодействие [30] привели к появлению нескольких теоретических моделей для описания двухщелевой сверхпроводимости железосодержащих сверхпроводников: s^{++} -модель спаривания посредством орбитальных флуктуаций, усиленных фононами [31,32]; s^{\pm} -модель, основанная на взаимодействии посредством спиновых флуктуаций [26,30,33]; модель, основанная на учете резонансов Фано–Фешбаха [34]; наконец, модель, учитывающая вклад различных орбиталей при образовании куперовских пар [35,36]. В частности, в рамках s^{\pm} -модели рассматривалось слабое, вплоть до нулевого, внутризонное взаимодействие и сильное межзонное [30,37].

Однако на сегодняшний день ни одна из предложенных моделей не получила убедительного экспериментального подтверждения. В частности, экспериментальные данные об амплитудах и температурных зависимостях сверхпроводящих щелей в оксипниктидах достаточно противоречивы. В работе [19] характеристические отношения $2\Delta_i / k_B T_c$ большой и малой щели в оксипниктидах с максимальными $T_c \approx 50$ К составляют порядка 8 и 3 и увеличиваются при понижении критической температуры. Тем не менее по данным других работ (см. обзоры [19,38]) наблюдается почти что катастрофический разброс значений $2\Delta_L / k_B T_c = 3,5\text{--}9$ для соединений с максимальными $T_c \approx 50$ К, что, очевидно, не позволяет сделать какие-либо выводы о характере сверхпроводимости. По всей вероятности, причина столь сильной несогласованности данных заключается в невозможности вырастить монокристаллы оксипниктидов достаточно большого размера. Заметим также, что из-за отсутствия воспроизводимых данных фотоэмиссии углового разрешения (ARPES) для оксипниктидов до сих пор надежно не установлено, какая из сверхпроводящих щелей открывается на каком листе поверхности Ферми. Читатель может ознакомиться с различными точками зрения на эту проблему в работах [30,39–41].

К сожалению, разделить сверхпроводящие конденсаты (т.е. устранить межзонное взаимодействие) напрямую практически невозможно. Между тем, определение собственной силы связи для каждого конденсата

в отдельности и ее зависимости от состава интересно как с фундаментальной точки зрения, так и для дальнейшего развития теоретического описания известных двухщелевых сверхпроводников.

В настоящей работе температурные зависимости щелей $\Delta_{L,S}(T)$, полученные напрямую методом спектроскопии многократных андреевских отражений в диборидах магния и оксипниктидах железа, описываются в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула [1–3] с перенормированными БКШ интегралами для учета сильной связи. На основе проведенного фитинга были определены перенормированные константы связи, собственные характеристические отношения $[2\Delta(0) / k_B T_c]^{\text{eigen}}$ двух конденсатов, отношение сил внутризонного и межзонного взаимодействий в зависимости от критической температуры.

2. Детали эксперимента

2.1. Синтез образцов

Для исследований использовались поликристаллические образцы диборидов магния и оксипниктидов железа различного состава. Образцы недопированного диборида магния с различной степенью беспорядка кристаллической структуры (серия MB) и $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ с частичным замещением алюминием (серия MBA) с критическими температурами $T_c = 13\text{--}38$ К были выращены методом трехступенчатого синтеза при высоких давлениях [42,43]. Смесь магния и аморфного бора марки «ч» (99,7% чистоты), предварительно прогретая в динамическом вакууме, помещалась в ампулу с аргоном из нержавеющей стали марки «12X18H10T» и заваривалась. Керамический синтез исходного материала проводился при $T = 1185$ К и атмосферном давлении. На второй стадии ампула вскрывалась в боксе, керамика перетиралась в агатовой ступке, порошок прессовался при небольшом давлении в таблетки и подвергался дополнительному отжигу при таких же условиях. Уплотнение образца и дополнительная гомогенизация осуществлялись в термобарических условиях при $P = 30\text{--}80$ кбар и $T = 1070\text{--}1870$ К в камерах высокого давления типа «наковальня с лункой». Контроль состава фаз на всех стадиях синтеза проводился методами дифрактометрии и в камерах Гинье (эталон — кремний).

Для синтеза образцов серии Kг [44–46] на дно молибденового тигля в атмосфере аргона помещался порошок Mg со значительным избытком. Бор находился на молибденовой перегородке, прозрачной для газов и размещенной на половине высоты тигля. Запаянный тигель отжигался в течение 1 ч при температуре около 900 °С, при этом Mg, активно испаряясь, проникал в бор. Затем к полученному порошку MgB_2 , содержащему избыток металлического магния, добавлялось примерно 10% бора. Полученная субстанция перемешивалась и спрессовывалась под давлением около 5 кбар в

таблетку, после чего производился вторичный отжиг. В результате получались плотные таблетки MgB_2 , заведомо содержащие избыток магния и MgO (до 10%). Критические температуры полученных поликристаллов достигали 41 К [20–22,47]. Однородность и наличие единственной сверхпроводящей фазы контролировались методами рентгенофазового анализа, масс-спектропии, резистивными и магнитными измерениями.

Поликристаллические образцы железосодержащих оксиниктидов семейства 1111, $\text{GdFeAsO}_{0,85}$ с дефицитом кислорода и допированные фтором $\text{GdO}_{0,88}\text{F}_{0,12}\text{FeAs}$ с критической температурой $T_c \approx 50$ К, близкой к оптимальной, а также $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$ с различными концентрациями тория $x = 0,08\text{--}0,3$ и критическими температурами $T_c = 25\text{--}50$ К были синтезированы методом твердофазного синтеза при высоком давлении. Детали процесса синтеза и характеристики образцов приведены в работах [48–54]. Для синтеза образцов Gd-1111 в качестве прекурсоров были взяты Gd и As (99,9% чистоты) и порошки FeF_3 , Fe и Fe_2O_3 (99,9%). Вначале кусочки Gd и As нагревались в откачанной кварцевой ампуле при температуре $T = 1350$ °С в течение 24 ч. Затем порошки GdAs, FeF_3 , Fe и Fe_2O_3 , смешанные в стехиометрическом соотношении, спрессовывались в таблетки. После этого таблетки закладывались в тигли из нитрида бора и помещались в установку высокого давления, где выдерживались под давлением 50 кбар при $T = 1350$ °С в течение часа. Для синтеза образцов Sm-1111 прекурсорами служили порошки SmAs, ThAs, Fe_2O_3 и Fe. As-содержащие компоненты были синтезированы в процессе реакции стружки Sm и пленки Th с кусочками мышьяка в предварительно откачанных ампулах при $T = 850$ °С в течение трех суток. Для синтеза при высоком давлении прекурсоры смешивались в расплаве NaCl/KCl , спрессовывались в аргоновой атмосфере в таблетки, которые затем помещались в тигли из нитрида бора. Далее прикладывалось давление 3 ГПа, тигли вначале нагревались до $T = 1430$ °С в течение часа, затем содержались при этой температуре 4,5 ч, после чего отжигались и охлаждались до комнатной температуры. После этого давление уменьшалось до атмосферного, образцы извлекались из тиглей, а расплав NaCl/KCl растворялся в воде. Описанный процесс синтеза позволял выращивать кристаллы в виде пластинок размерами до 100×100 мкм.

2.2. Андреевская спектроскопия

Как известно, при температурах ниже T_c в контактах сверхпроводник–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnS) реализуется эффект многократных андреевских отражений при условии, что толщина нормального металла меньше упругой длины свободного пробега носителей l . Для контактов, получаемых на слоистых сверхпроводниках с заметной анизотропией электри-

ческих свойств (когда удельное сопротивление ρ и длина l зависят от направления), необходимо, чтобы это условие выполнялось по всем направлениям. Таким образом, для SnS-контактов, в которых ток идет по кристаллографическому направлению c , толщина d нормального металла в этом направлении должна быть меньше $d < l_c$ (баллистический режим [55]) либо меньше среднего геометрического упругой и неупругой длины свободного пробега $\sqrt{l_c \cdot l_c^{\text{inel}}}$ (диффузионный режим [56]), а $l_{ab} > d_{ab}$, где d_{ab}^2 — площадь SnS-контакта, которую можно оценить по формуле Шарвина. В дальнейшем характерные длины вдоль оси c мы будем писать без индекса.

Андреевский транспорт вызывает избыточный ток на вольт-амперной характеристике (ВАХ) SnS-контакта, который значительно увеличивается в области малых смещений (так называемый пьедестал или фут), а также серию особенностей динамической проводимости — субгармоническую щелевую структуру (СГС) на смещениях

$$eV_n(T) = \frac{2\Delta(T)}{n}, \quad (2)$$

где $n = 1, 2, \dots$ — порядковый номер особенности [57–61]. Таким образом, положение СГС напрямую определяется амплитудой сверхпроводящей щели при любых температурах $T < T_c$ и позволяет определить температурную зависимость щели. В случае барьера высокой прозрачности ($> 95\%$) СГС представляет собой серию минимумов динамической проводимости [59,60]. Число n^* ожидаемых на $dI(V)/dV$ -спектре особенностей, согласно модели [60,61], соответствует началу резкого увеличения проводимости при малых смещениях $eV = 2\Delta/n^*$ и косвенно определяет отношение удвоенной длины свободного пробега и толщины d нормального металла по оси c : $n^* \approx 2l^{\text{inel}}/d$ [60,61]. В двухщелевом сверхпроводнике на $dI(V)/dV$ -спектре будут наблюдаться две СГС, соответствующие большой и малой щелям.

Андреевские SnS-контакты создавались в образцах с помощью техники «break-junction» (контакт на микротрещине) [62]. Детали использования этой методики, а также ее преимущества и ограничения были подробно рассмотрены нами в обзоре [63]. Образец в виде тонкой прямоугольной пластинки размером $3 \times 1,5 \times 0,1$ мм закреплялся на пружинящем П-образном столике с помощью массивных капель пастообразного при комнатной температуре In–Ga припоя, затем охлаждался до температуры 4,2 К. Далее при прецизионном механическом изгибании столика образец раскалывался, причем образующаяся микротрещина играла роль слабой связи, полностью разделяющей две чистые криогенные поверхности, образуя ScS-контакт (c — слабая

связь). В процессе эксперимента микротрещина остается закрытой внутри образца, что препятствует проникновению посторонних частиц (так называемой «грязи») и деградации криогенных сколов, а также обеспечивает хороший теплоотвод.

В эксперименте c -область может формально проявлять свойства изолятора (I), нормального металла (N) или тонкого нормального металла (n) в зависимости от ее толщины d и прозрачности Z , что дает возможность реализации двух методов туннельной спектроскопии — джозефсоновской ($d \lesssim 2\xi_0$, $Z \gtrsim 2$) и андреевской ($\sqrt{l_c \cdot l_c^{\text{inel}}} > d > 2\xi_0$, $Z \lesssim 0,15$), где ξ_0 — размер куперовской пары в теории БКШ. Как показывает практика [63], в купратных ВТСП слабая связь чаще ведет себя как тонкий слой изолятора, в диборидах магния возможно получение контакта с барьером как высокой (SnS), так и низкой (SIS) прозрачности. В железосодержащих сверхпроводниках наблюдаемые $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристики контактов на микротрещине соответствуют андреевскому режиму высокой прозрачности [57–61].

Поскольку прочность механической связи между слоями кристалла меньше внутрислоевой, то образец ВТСП в такой конфигурации эксперимента расслаивается вдоль ab -плоскостей с образованием ступенек и террас на криогенных сколах, как показано в работе [64] на рис. 1 (деление горизонтальными черными линиями условно соответствует высоте ступенек). При малой деформации столика криогенные сколы прецизионно скользят друг относительно друга вдоль террас (в ab -плоскости), что обеспечивает прохождение тока через трещину вдоль c -направления и дает возможность плавной и обратимой механической регулировки площади контактной области. Таким образом, в одном и том же эксперименте возможно получение десятков ScS-контактов различной площади и, соответственно, сопротивления в различных точках на криогенных сколах одного образца, т.е. значительной статистики данных.

Для слоистых сверхпроводниковых материалов также характерно образование стопочных ScS-...-S-контактов (естественных мезоструктур), электрически эквивалентных последовательной цепочке ScS-контактов, в каждом из которых разность потенциалов возникает только в областях слабой связи « c », а S-области являются сверхпроводящими шунтами. Природа возникновения областей слабой связи почти эквивалентной прозрачности, которые формально (судя по виду ВАХ) обладают свойствами либо тонкого нормального металла « n », либо тонкого диэлектрического слоя «I», остается неизвестной. Чаще всего характер слабых связей можно предсказать по поведению резистивной характеристики $R(T)$ вдоль оси c сверхпроводника вблизи T_c : если с падением температуры до T_c сопротивление показывает металлический ход, то слабая связь формаль-

но играет роль нормального металла; если $R(T \rightarrow T_c)$ растет, то диэлектрика «I».

Если площадь областей слабой связи, относящихся к одному стопочному контакту, случайным образом варьируется (более чем на 5%), то при пропускании тока это вызовет соответствующую вариацию падения напряжения на каждом c . Как следствие, видимые на $dI(V)/dV$ -спектре туннельные особенности будут расщепляться и уширяться тем сильнее, чем больше контактов в стопке. Подобная вариация тонкой структуры особенностей будет случайна и поэтому невоспроизводима. Нами не рассматриваются невоспроизводящиеся спектры; для воспроизводящихся спектров наблюдается иная тенденция: полуширина особенностей как в андреевском, так и туннельном режимах либо не зависит от числа контактов m , либо становится меньше, а форма особенностей воспроизводится; в качестве примера см. [64, рис. 1] или сборку туннельных характеристик [65, рис. 7] ($1 < m < 15$). Таким образом, собранная нами статистика экспериментальных данных показывает, что для исследованных слоистых сверхпроводников характерно образование стопок практически идентичных ScS-контактов. В этом случае положение особенностей, вызванных объемными эффектами, на ВАХ и спектре динамической проводимости стопки из m контактов определяет энергетический параметр $m \cdot \Delta$ (где m — натуральное число); напротив, положение особенностей, связанных с влиянием поверхности криогенного скола, не масштабируется. Число контактов в стопке случайно, но может быть определено путем подбора такого целого числа, на которое нужно нормировать ось смещений, чтобы положение особенностей $dI(V)/dV$ стопочного контакта совпало со спектром одиночного контакта.

Необходимо отметить, что техника создания контактов на микротрещине пригодна для поликристаллов слоистых соединений, поскольку такие же ступеньки и террасы возникают на поверхности расколовшихся кристаллитов (зерен), ориентированных вдоль трещины, что было показано нами в работах [63–66]. Стопочные контакты также характерны для поликристаллов слоистых веществ и образуются в объеме зерен. В наших экспериментах было неоднократно показано [63–66], что описанная выше тенденция (постоянство ширины особенностей с увеличением числа контактов в стопке) также характерна для поликристаллов. Следовательно, нет оснований полагать, что эти последовательные структуры образованы неэквивалентными контактами межзеренных границ.

Подытоживая преимущества используемого метода, можно заключить, что андреевская спектроскопия SnS-контактов на микротрещине позволяет напрямую определять основные энергетические параметры сверхпроводника и их температурные зависимости. Определяемые локально (в пределах контактной области

диаметром порядка 10–50 нм) на стопочных контактах величины сверхпроводящих щелей максимально приближены к своему объемному значению.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Экспериментальные данные: величины и температурные зависимости параметров порядка

На рис. 1 в качестве примера показаны спектры динамической проводимости стопочных ScS-контактов на микротрещине (необработанные данные) в железосодержащих оксиниктидах на базе Sm (верхняя $dI(V)/dV$ -кривая) и Gd (нижняя $dI(V)/dV$) почти оптимального состава с близкими $T_c \approx 50$ К. На спектрах хорошо видны серии интенсивных минимумов, положение которых не совпадает, поскольку данные стопки содержат различное число контактов. Приведенная на рис. 1 штрихпунктирной линией огибающая $dI(V)/dV$ -спектра показывает тенденцию изменения динамической проводимости: при больших смещениях она выходит на нормальную проводимость контакта, а при малых смещениях растет, образуя пьедестал (фут), начало которого отмечено стрелками на рис. 1. Удобно аппроксимировать огибающую $dI(V)/dV$ -характеристики с помощью функции, подобной верзье Марии Аньези

$$\frac{G_{ZBC}^3}{G_{ZBC}^2 + (eV/a)^2} + G_n,$$

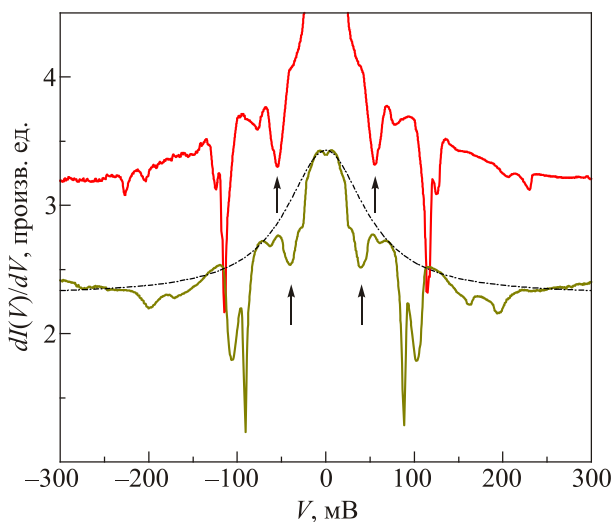


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Спектры динамической проводимости стопочных SnS-контактов, измеренные при 4,2 К в оксиниктидах $\text{Sm}_{0,7}\text{Th}_{0,3}\text{OFeAs}$ (верхняя красная кривая) и $\text{GdO}_{0,88}\text{F}_{0,12}\text{FeAs}$ (нижняя кривая) с близкими критическими температурами $T_c \approx 50$ К. Кривые сдвинуты вдоль вертикали для удобства рассмотрения. Штрихпунктирной линией показана огибающая $dI(V)/dV$, стрелки указывают на начало резкого увеличения динамической проводимости вблизи малых смещений (пьедестала или фута).

где G_{ZBC} — проводимость при нулевом смещении, G_n — нормальная металлическая проводимость контакта при $eV \gg 2\Delta$, a — свободный параметр; для двухщелевого сверхпроводника используется линейная комбинация двух таких функций.

За появление особенностей на спектре динамической проводимости всегда ответственны определенные физические явления, которые могут происходить как на исследуемой поверхности, так и в объеме образца. Чаще всего поверхностные эффекты связаны с деградацией сверхпроводящих свойств, изменением плотности состояний, а также с эффектами наведения сверхпроводимости и нежелательны для экспериментальных исследований свойств сверхпроводников. К счастью, при исследовании стопочных ScSc...-S контактов вклад объемных свойств растет пропорционально количеству последовательно работающих контактов, что позволяет минимизировать паразитное влияние поверхности. Технически, при масштабировании оси смещений на целое число, равное числу контактов в стопке m (т.е. при приведении спектра к одноконтактному виду), положение особенностей, вызванных объемными свойствами, будет совпадать. Таким образом, по воспроизводимости особенностей для контактов с различным m можно разделить проявление объемных и поверхностных эффектов. Еще раз обращаем внимание, что подобная нормировка не является произвольной, поскольку смещения могут быть нормированы только на целые числа m . Чтобы провести нормировку спектров на рис. 1, мы подавили общий ход динамической проводимости, вычтя функции, подобные представленной штрихпунктиром, и разделив ось смещений для каждого спектра для приведения их к одноконтактным. Результат нормировки показан на рис. 2: так, значение m для верхней кривой 1 составило 10, а для 2 и 3 — 9 и 8 соответственно. Спектры 2 и 3 получены нами для соседних точек на криогенном сколе в Gd-1111 и демонстрируют прекрасную воспроизводимость как положения, так и формы особенностей спектра. Совпадение положений минимумов обеих СГС на всех трех спектрах динамической проводимости на рис. 2 говорит о том, что наблюдаемые сверхпроводящие щели в обоих соединениях являются объемными параметрами порядка, амплитуда которых не зависит от геометрических размеров, нормального сопротивления и даже от химического состава спейсера ReO.

На рис. 2 показаны нормированные ВАХ этих контактов, а также ВАХ, соответствующая переходу контакта в Sm-1111 в нормальное состояние при $T = T_c$ (штрихпунктирная линия). Последняя определяет нормальное сопротивление этой стопки на один SnS-контакт $R_N \approx 150$ Ом. При удельном сопротивлении $\rho^{ab}(T_c) \approx 0,1$ мОм·см для использованного образца $\text{Sm}_{0,7}\text{Th}_{0,3}\text{OFeAs}$ (соответствует монокристаллу) [51,52], а также среднем произведении $\rho_{ab}^{l_{ab}} \approx 5 \cdot 10^{-10}$ Ом·см²

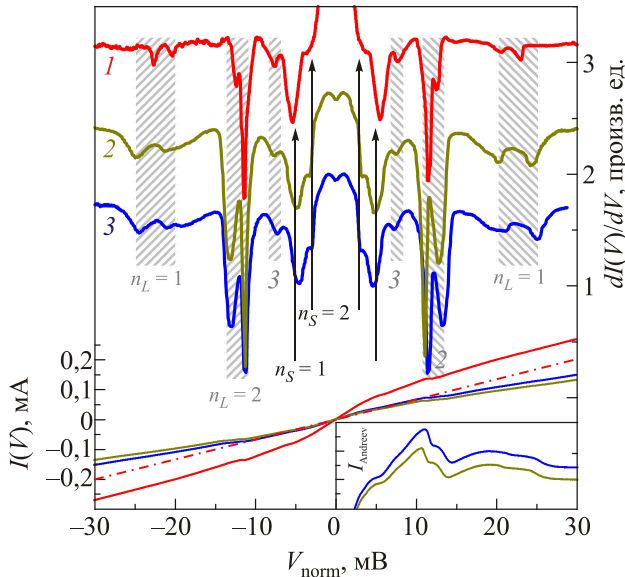


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Спектры динамической проводимости (правая ось) SnS-контактов в Sm-1111 (верхняя кривая) и Gd-1111 (две нижние кривые) после нормировки оси смещений на число контактов в стопке $m = 10, 8, 9$ (считая сверху) и подавления монотонного хода. Андреевские минимумы от большой щели $\Delta_L \approx 11,8$ мэВ показаны заштрихованными областями и метками $n_L = 1, 2, 3$, минимумы от малой щели $\Delta_S \approx 2,7$ мэВ — стрелками и метками $n_S = 1, 2$. Нормированные вольт-амперные характеристики показаны соответствующими цветами. ВАХ контакта на базе Sm-1111, соответствующая нормальному состоянию, показана штрихпунктирной линией. На вставке приведены нормированные ВАХ контактов в Gd-1111 с подавленным линейным ходом, который соответствует наклону $I(V)$ при смещениях $eV \gg 2\Delta_L$.

для Sm-1111 из работ [68,69], оценим упругую длину свободного пробега носителей $l_{ab} \approx 50$ нм. Далее, используя выражение для шарвиновского сопротивления [55,70], получим диаметр контакта $d_{ab} = \sqrt{4\rho l / 3\pi R_N} \approx 12$ нм, примерно в 4 раза меньший упругой длины свободного пробега в базисной плоскости. Это обеспечивает баллистический пролет квазичастиц через область слабой связи.

Начало резкого увеличения динамической проводимости при малых смещениях (т.е. пьедестала, отмеченного стрелками на рис. 1) примерно соответствует ожидаемому положению $n_L = 4$ субгармоники от большой щели, что эквивалентно $n^* \approx 2l^{inel} / d \approx 4$, где обе длины взяты по c -направлению. Отсюда получим оценку баллистичности по c : $l^{inel} / d \approx 2$. Проведенные оценки по c и в ab позволяют ожидать 2–4 минимума СГС на спектре динамической проводимости. Скорее всего, полученная оценка корректна, поскольку на всех спектрах на рис. 1, 2 наблюдается три андреевских минимума от большой щели. На реализацию режима многократных андреевских отражений в контактах высокой про-

зрачности также указывает заметный избыточный ток (см. вставку на рис. 2).

Воспроизводящаяся тонкая структура андреевских минимумов от большой щели (дублеты) на рис. 2 может быть связана с проявлением внутренних свойств (например, слабой анизотропии параметра порядка Δ_L в $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства). Минимумы, наблюдаемые на смещениях $|eV| \approx 23,5, 11,8$ и $7,9$ мэВ (середины заштрихованных областей), соответствуют $n_L = 1, 2$ и 3 гармоникам СГС от большой щели $\Delta_L \approx 11,8$ мэВ. На меньших смещениях наблюдается вторая СГС (стрелки), определяющая амплитуду малой щели $\Delta_S \approx 2,7$ мэВ. Характеристическое отношение для большой щели $2\Delta_L / k_B T_c \approx 5,5$ превышает БКШ предел слабой связи, в то время как для малой щели $2\Delta_S / k_B T_c \approx 1,3 \ll 3,5$. Полученные значения $2\Delta_{L,S} / k_B T_c$ согласуются с данными для оксипниктидов различного состава [38,66,71]. Нами было показано, что вариация состава блоков ReO практически не влияет на значения характеристических отношений для обеих щелей в широком диапазоне T_c , что говорит о неизменности механизма двухщелевой сверхпроводимости в оксипниктидах редкоземельных металлов.

На рис. 3 представлены температурные зависимости большой и малой щели в оксипниктидах на основе Gd и Sm с критическими температурами 49 и 37 К соот-

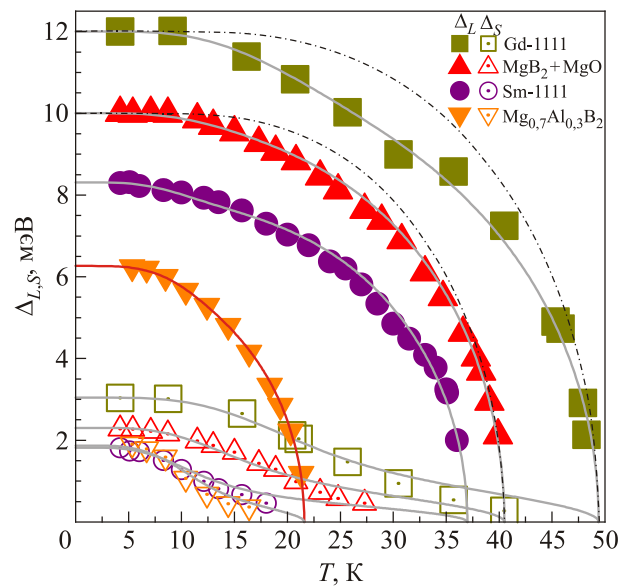


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости большой щели (закрашенные символы) и малой щели (пустые символы) в оксипниктидах $GdO_{0,85}FeAs$ (квадраты) и $Sm_{0,85}Th_{0,15}OFeAs$ (кружки) и диборидах магния MgB_2+MgO (треугольники вверх) и $Mg_{0,7}Al_{0,3}B_2$ (треугольники вниз). Данные взяты из работ [22,66,67]. Теоретические $\Delta_{L,S}(T)$ кривые, рассчитанные на основе уравнений Москаленко и Сула с перенормировкой температуры, показаны линиями. Однощелевая БКШ-образная зависимость приведена для сравнения штрихпунктиром.

ветственно, диборидах магния MgB_2 , содержащих избыток MgO (серия Kr), с $T_c \approx 40,5$ K и допированного алюминием $\text{Mg}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{B}_2$ с $T_c \approx 21,5$ K (серия МВА). Хорошо видно, что температура по-разному влияет на амплитуды Δ_L и Δ_S , при этом обе температурные зависимости отклоняются от однозонной БКШ зависимости. Зависимость большой щели проходит ниже БКШ кривой, резко уменьшаясь при $T \rightarrow T_c$. Малая щель, напротив, начинает закрываться при более низкой температуре, от $\approx T_c/3$ до $T_c/2$, затем плавно убывает, подходя к T_c . Важно отметить, что, согласно нашим исследованиям [20–22,38,47,66], температурные зависимости щелей, показанные в качестве примера на рис. 3, типичны для оксиднигидов и диборидов магния: описанные выше особенности $\Delta_{L,S}(T)$ воспроизводятся при вариации состава, допирования и T_c .

Экспериментально наблюдаемое поведение сверхпроводящих щелей описывается двухзонной моделью на основе уравнений Москаленко и Сула [1–3] с перенормировками температур в БКШ интегралах для каждой зоны. Полученные в рамках этой модели теоретические $\Delta_{L,S}(T)$ -кривые (сплошные линии на рис. 3) прекрасно согласуются с экспериментальными данными.

Обычно характерная частота обрезания БКШ интегралов $\hbar\omega_c$ неизвестна и подбирается такой, чтобы воспроизвести значение T_c . В данном случае T_c берется напрямую из эксперимента как температура линеаризации $dI(V)/dV$ -спектра, соответствующая переходу контактной области в нормальное состояние. Для расчетов были взяты $\hbar\omega_c = 70$ мэВ для диборидов магния (что примерно соответствует энергии оптической фононной моды E_{2g}) и 40 мэВ для оксиднигидов. В качестве входных данных помимо T_c использовались экспериментальные значения $\Delta_{L,S}(0)$, а подгоночными параметрами являлись собственное характеристическое отношение для малой щели $3,53\eta_S$ (где η_i — перенормировочные коэффициенты температуры в БКШ интегралах), параметр $\alpha = \lambda_{12}/\lambda_{21}$ и отношение силы внутризонного и межзонного взаимодействий $\beta = \sqrt{\lambda_{11}\lambda_{22}/\lambda_{12}\lambda_{21}}$. Собственное характеристическое отношение для большой щели $3,53\eta_L$ не являлось свободным параметром и рассчитывалось с помощью остальных параметров для получения корректной T_c . Отметим, что несмотря на то что рассматриваемые нами сверхпроводники не находятся в пределе слабой связи, абсолютные значения частоты обрезания мало влияют на форму рассчитанных температурных зависимостей щелей и не влияют на величины α , β , η_S (значения последних подбираются вручную по наилучшему соответствию рассчитанной теоретической кривой и экспериментальных точек).

Получаемая при фитинге экспериментальных значений $\Delta_{L,S}(T)$ четверка перенормированных констант связи λ_{ij} определяет кривизну рассчитанных температурных зависимостей щелей. Увеличение α приводит

к усилению прогибов на температурных зависимостях обеих щелей, а положение T_b этих прогибов определяется собственным характеристическим отношением для малой щели: $k_B T_b = 2\Delta_S / (3,53\eta_S)$. Вариация параметра β определяет ход щелей при приближении к T_c .

Необходимо также подчеркнуть, что перенормированные λ_{ij} не связаны напрямую с нормальными плотностями состояний в зонах на уровне Ферми. Отношение N_2/N_1 определяется отношением «полных» констант связи λ_{ij}^0 (см., например, стр. 2 в работе [72]), величины которых могут быть восстановлены с использованием четверки значений кулоновских псевдопотенциалов μ_{ij}^* .

3.2. Собственные параметры сверхпроводящих конденсатов, определенные путем аппроксимации $\Delta_{L,S}(T)$

В слабосвязанном однощелевом сверхпроводнике ($\lambda < 0,1$) или гипотетическом двухщелевом БКШ материале с нулевым межзонным взаимодействием температурная зависимость квадрата сверхпроводящей щели линейна вблизи собственной T_c , причем при $T \rightarrow T_c$ наклон этой зависимости $S = \partial(\Delta/\Delta_0)^2/\partial(T/T_c) \rightarrow -3,016$. При сколь угодно малом межзонном взаимодействии обе щели обращаются в ноль при общей критической температуре T_c , причем наклон для малой щели стремится к нулю. По мере усиления межзонной связи (уменьшения β) абсолютный наклон для большой щели уменьшается, а для малой щели растет; в частности, при $\beta = 1$ наклоны оказываются равными, что соответствует нулевому детерминанту матрицы констант связи, как было указано выше. Интересно отметить, что в рамках двухзонной модели Москаленко и Сула в этом частном случае отношение амплитуд сверхпроводящих щелей во всем интервале температур вплоть до T_c остается постоянным: $\Delta_2(T)/\Delta_1(T) = \lambda_{22}/\lambda_{12} = \text{const}$.

Далее рассмотрим аппроксимации экспериментальных температурных зависимостей большой и малой

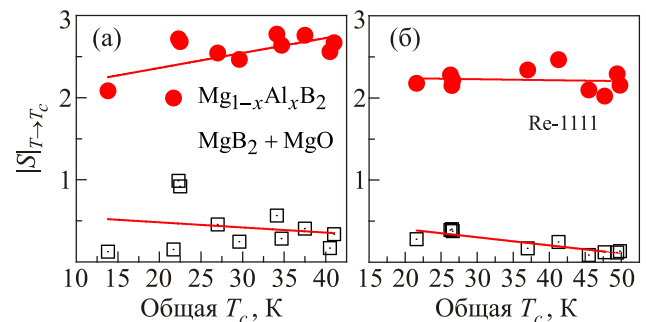


Рис. 4. Наклоны теоретических кривых $S = \partial(\Delta/\Delta_0)^2/\partial(T/T_c)$ при $T \rightarrow T_c$ для большой щели (кружки) и малой щели (пустые квадраты) в зависимости от общей T_c , соответствующих наилучшей аппроксимации экспериментальных температурных зависимостей сверхпроводящих щелей в рамках двухзонной модели для диборидов магния (а) и оксиднигидов (б). Линии являются усреднением представленных данных.

щели в диборидах магния и оксипниктидах. На рис. 4 приведены абсолютные величины наклонов аппроксимационных кривых $|S|(T \rightarrow T_c)$ в зависимости от общей критической температуры для диборидов магния (а) и оксипниктидов (б). Для MgB_2 с максимальными критическими температурами до 41 К (образцы серии Кг с избытком MgO) наклон для большой щели в пределе стремится к однощелевому значению ≈ 3 , а для малой — к нулю. Это проявляется в том, что зависимость малой щели $\Delta_\pi(T)$ при $T > T_c/2$ идет практически горизонтально (см. треугольники вверх на рис. 3).

Такое соотношение наклонов характерно для слабого межзонного взаимодействия и соответствует максимальным значениям $\beta \approx 16$ (рис. 5). По мере уменьшения T_c абсолютный наклон для большой щели уменьшается, а для малой щели в среднем имеет тенденцию к увеличению, что означает уменьшение β .

На рис. 5 видно, что, за исключением «вылетевшей» точки с наименьшей $T_c \approx 14$ К (свойства данной области допирования будут обсуждаться ниже), по мере уменьшения T_c межзонное взаимодействие практически линейно усиливается по сравнению с внутризонным. Последнее кажется неудивительным, учитывая высокую чувствительность двумерной сверхпроводимости в дырочном σ -конденсате к рассеянию на любых типах дефектов (для образцов MgB_2 серии МВ с различной степенью дефектности структуры) и электронному допированию (образцы $Mg_{1-x}Al_xB_2$ серия МВА).

Выраженные отклонения температурных зависимостей σ - и π -щели (треугольники на рис. 3) от БКШ кривых являются следствием значительной величины $\alpha = \lambda_{12}/\lambda_{21} = (\lambda_{12}^0 - \mu_{12}^*) / (\lambda_{21}^0 - \mu_{21}^*) Z_2 / Z_1 \approx 10$, где

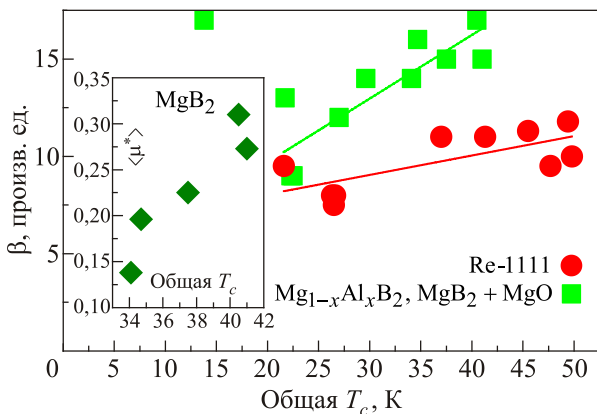


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Зависимость отношения силы внутризонного и межзонного взаимодействий β от общей критической температуры для диборидов магния (квадраты) и оксипниктидов (кружки). Сплошные линии приведены для наглядности. На вставке показана зависимость средней величины кулоновских псевдопотенциалов μ^* от T_c , необходимой, для того чтобы воспроизвести значение $N_\pi / N_\sigma \approx 1,5$, предсказанное теоретически [7] для диборидов магния почти оптимального состава.

$Z_i = 1 + \lambda_{ii} + \lambda_{i \neq j}$, так называемая перенормировка на фононную плотность состояний из теории Элиашберга. В то же время определить из экспериментальных данных зависимость отношения плотностей состояний от T_c в трехмерных π -зонах по сравнению с σ -зонами $\lambda_{\sigma\pi}^0 / \lambda_{\pi\sigma}^0 \equiv N_\pi / N_\sigma$ в рамках используемой модели не представляется возможным из-за четырех неизвестных параметров μ_{ij}^* . Тем не менее можно использовать четверку μ^* в качестве свободно параметра, чтобы проверить, возможно ли для фиксированной T_c и найденной нами из фитинга четверки перенормированных констант λ_{ij} воспроизвести отношение N_π / N_σ , полученное теоретиками из первых принципов? Будут ли значения использованных μ_{ij}^* лежать в разумном диапазоне для диборидов магния, т.е. не превышать $1 / \ln(E_F / \hbar\omega_c) \approx 1/2$?

Если в качестве грубой оценки взять значения кулоновских псевдопотенциалов, близкие к предложенным теоретически в работе [7] (среднее $\langle \mu^* \rangle \approx 0,13$), то полученные отношения нормальных плотностей состояний будут лежать в диапазоне от 1,5 для чистого MgB_2 до порядка 3,5 для сильно допированного электронами $Mg_{0,7}Al_{0,3}B_2$. Уменьшение плотности состояний в дырочных σ -зонах, очевидно, связано с заполнением дырок посредством частичного замещения алюминием. С другой стороны, можно подобрать среднее μ^* , отталкиваясь от предсказанного теоретически значения $N_\pi / N_\sigma \approx 1,3-1,5$ для диборидов магния оптимального состава [7], как показано на вставке рис. 5. Интересно отметить, что теоретические значения $N_\pi / N_\sigma \approx 1,3-1,5$ согласуются с экспериментальными $\Delta_{\sigma,\pi}(T)$ в пределе слабого кулоновского отталкивания только для недопированного MgB_2 с $T_c = 34-38$ К (серия МВ).

Для образцов серии Кг с избытком оксида магния и более высокими критическими температурами до 41 К отношение α , определенное из фитинга зависимостей $\Delta_{\sigma,\pi}(T)$, растет. Таким образом, в отличие от обычного MgB_2 , повышенная T_c этих образцов вызвана принципиальными различиями структурных свойств, приводящими к оптимизации сверхпроводящей подсистемы; как следствие, либо усиливается кулоновское отталкивание (до $\langle \mu^* \rangle \approx 0,3$), либо увеличивается дисбаланс нормальных плотностей состояний при неизменном μ^* .

Для железосодержащих оксипниктидов, напротив, наклон температурной зависимости квадрата большой щели $|S|$ вблизи T_c практически не меняется с вариацией T_c . На рис. 4(б) приведены значения наклонов кривых фитинга для образцов $LaO_{1-x}F_xFeAs$ с частичным замещением фтором, $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ с различными концентрациями тория и $GdO_{1-\delta}FeAs$ с дефицитом кислорода. Несмотря на различие в образующих атомах лантаноидов и концентрациях допантов, данные для оксипниктидов различного состава хорошо согласуются друг с другом и образуют единую статистику. Полученное изменение наклонов также соответствует увеличению межзонного взаимодействия при уменьшении

T_c (рис. 5). Однако по сравнению с диборидами магния в образцах оптимального состава межзонное взаимодействие более значительно, хотя по-прежнему слабее внутризонного в $\beta \simeq 10$ раз, и медленнее увеличивается по мере уменьшения T_c . На рис. 5 видно, что оба тренда $\beta(T_c)$ пересекутся примерно при 12,5 К и значении $\beta \approx 7$. Подобный сравнительный анализ, безусловно, сможет пролить свет на особенности сверхпроводящего состояния как диборидов магния, так и железосодержащих оксиниктидов. Этот вопрос требует дальнейшей проработки, и его разрешение связано с проведением низкотемпературных измерений как минимум от 1 К.

Вопрос о необходимости учета кулоновского отталкивания в железосодержащих сверхпроводниках пока остается открытым. С одной стороны, если принять в расчет предложенное в рамках s^\pm -модели $\mu^* = 0$ [73], то отношению нормальных плотностей состояний между эффективной зоной, содержащей малую сверхпроводящую щель, и эффективной зоной с большой щелью будет соответствовать определяемое из фитинга $\alpha \simeq 10$, что кажется сильно завышенным. С другой стороны, предполагая умеренное кулоновское отталкивание (μ^*) $\simeq 0,13$ – $0,15$ и определив полные константы связи как $\lambda_{ij}^0 = \lambda_{ij} + \mu_{ij}^*$ (без учета перенормировки за счет электрон-фононного взаимодействия ввиду слабости последнего в железосодержащих сверхпроводниках), отношение плотностей состояний в двух эффективных зонах оказывается в диапазоне 2,5–3,5.

Зависимость перенормированных внутризонных констант связи от критической температуры для диборидов магния приведена на рис. 6 (точки). Константа $\lambda_{\sigma\sigma}$ уменьшается вместе с T_c быстрее, чем $\lambda_{\pi\pi}$, что связано, по всей видимости, с уменьшением нормальной плотности состояний в двумерных σ -зонах при введении

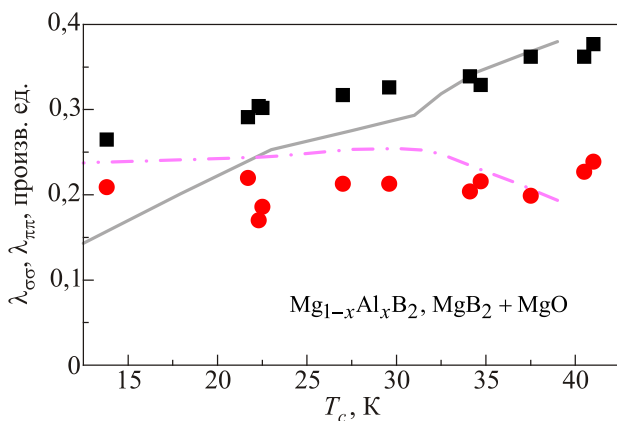


Рис. 6. Зависимости перенормированных внутризонных констант связи $\lambda_{\sigma\sigma}$ (квадраты) и $\lambda_{\pi\pi}$ (кружки) от общей T_c в диборидах магния, определенных путем аппроксимации экспериментальных температурных зависимостей щелей двухзонной моделью. Для сравнения сплошной и штрихпунктирной линиями показаны теоретические зависимости $\lambda_{ii}(T_c)$, построенные по расчетам [23].

допанта или примесей. Для сравнения линиями показаны аналогичные зависимости, полученные из расчетов Уммарино и др. [23] как $(\lambda_{ij}^0 - \mu_{ij}^*)/Z_i$. Видно, что тенденции изменения $\lambda_{ii}(T_c)$, рассчитанные теоретически [23] и полученные из фитинга экспериментальных зависимостей $\Delta(T)$ в настоящей работе, достаточно похожи, за исключением пересечения при $T_c \approx 22$ К и падения $\lambda_{\pi\pi}$ при $T_c > 31$ К. В наших экспериментах две независимые сверхпроводящие щели воспроизводимо наблюдаются вплоть до $T_c \approx 14$ К [20–22]. Более того, как следует из данных рис. 5, для контактов с наименьшими T_c значение параметра β значительно превышает единицу, которая определяла бы наступление «грязного предела».

Максимальные значения внутризонных констант λ_{ii} , определенные нами для максимальных T_c , составили для диборидов магния $\lambda_{\sigma\sigma} \approx 0,37$, $\lambda_{\pi\pi} \approx 0,23$, а для оксиниктидов железа — $\lambda_{LL} \approx 0,46$ и $\lambda_{SS} \approx 0,285$.

Собственные амплитуды параметров порядка (т.е. энергии связи куперовских пар) каждого из сверхпроводящих конденсатов, которые реализовывались бы в случае нулевого межзонного взаимодействия ($V_{12} = 0$), были определены с использованием полученных внутризонных констант связи как $\Delta_i^{\text{eigen}}(0) \equiv \hbar\omega_c / \text{sh}(1/\lambda_{ii})$ (точки на рис. 7). Заметим, что полученные значения Δ^{eigen} устойчивы к изменению характерной частоты обрезания: так, вариация ее величины на $\pm 25\%$ приводит к изменению собственных энергий связи куперовских пар не более чем на $\pm 5\%$.

Для сравнения на рис. 7(а), (б) серыми областями показаны диапазоны экспериментальных значений большой и малой щелей, полученных нами ранее методами андреевской спектроскопии [20–22,38,64,66]. В диборидах магния наши данные указывают на то, что экспериментально наблюдаемая большая щель Δ_σ прямо пропорциональна общей критической температуре с характеристическим отношением $2\Delta_\sigma / k_B T_c = 5,5$ – $6,5$. Нижняя граница отмеченного на рис. 7(а) серым цветом диапазона $\Delta_\sigma(T_c)$ соответствует усредненной зависимости, предложенной в работе [14], по данным спектроскопии точечных контактов, полученных другими группами.

Малая щель $\Delta_\pi \simeq 2$ мэВ по нашим данным и слабо меняется в интервале $T_c = 17$ – 38 К. Во всем исследованном диапазоне критических температур экспериментальные $\Delta_{\sigma,\pi}$ ненамного превышают собственные энергии связи $\Delta_{\sigma,\pi}^{\text{eigen}}$, что является следствием слабого межзонного взаимодействия $\lambda_{ii} \gg \lambda_{ij}$. При этом если зависимость собственной энергии связи «сильного» конденсата $\Delta_\sigma^{\text{eigen}}(T_c)$ в целом повторяет тенденцию изменения экспериментальной σ -щели, т.е. проявляет скейлинг с T_c , то примерному постоянству экспериментальной π -щели соответствует падение собственной энергии связи «слабого» конденсата при уменьшении T_c (см. линии на рис. 7(а)). Последнее прекрасно согласуется с

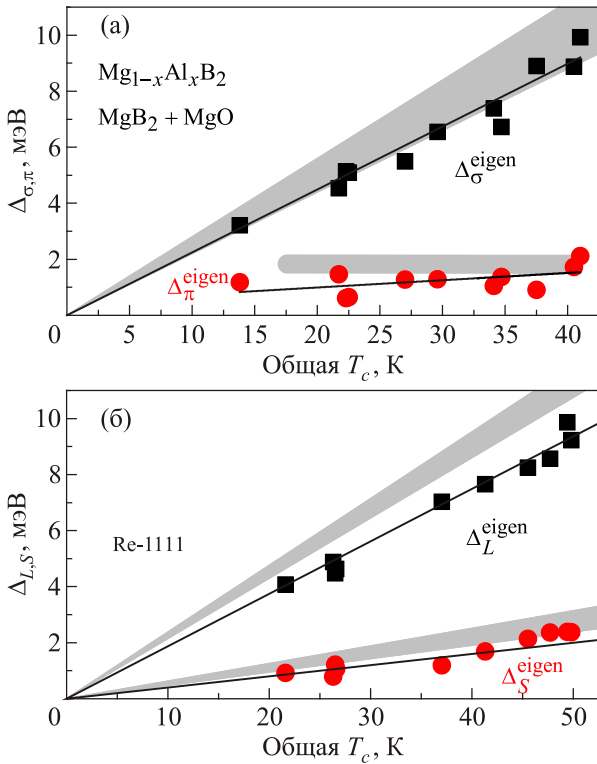


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Зависимость собственных значений энергии связи куперовских пар Δ^{eigen} (определяемых внутризонными константами связи λ_{ii} , т.е. в гипотетическом случае отсутствия межзонного взаимодействия) от общей T_c в диборидах магния (а) и оксипниктидах (б). Точки для «сильного» конденсата показаны квадратами, для «слабого» — кружками, усредненный ход каждой $\Delta^{eigen}(T_c)$ — сплошными линиями. Серые области отмечают диапазон экспериментальных значений полных $\Delta_{L,S}(T_c)$, полученных нами ранее [20–22,38,47,66,71].

данными рис. 5 и указывает на ощутимое падение межзонного взаимодействия в диборидах магния с ростом критической T_c .

Зависимости собственных характеристических отношений $3,53\eta_i \equiv [2\Delta_i / k_B T_c]^{eigen}$ для σ - и π -конденсатов от общей критической температуры диборидов магния приведены на рис. 8(a). Несмотря на то что собственные η_i взяты для тех же контактов, данные по которым представлены на рис. 7, $2\Delta_i^{eigen}$ на рис. 8 отнесена не к общей T_c контакта, а к собственной T_c^i своей зоны (в гипотетическом случае $V_{12} = 0$). Для диборидов магния собственное характеристическое отношение для большой щели достигает 5,8, в среднем составляя 5,5 (сплошная линия на рис. 8(a)). В диапазоне $T_c = 20$ –41 К значение $[2\Delta_{\pi} / k_B T_c]^{eigen}$ близко к 3,53, что говорит о слабой БКШ сверхпроводимости трехмерного π -конденсата, нечувствительной к введению немагнитных примесей. В то же время, для диборидов магния с критическими температурами $T_c = 25$ –38 К оцененные нами внутренние свойства σ -конденсата $[2\Delta_{\sigma} / k_B T_c]^{eigen} \approx$

$\approx 4,5$ –5,6 соответствуют пределу сильной связи теории Элиашберга, что противоречит расхожему суждению о том, что дибориды магния находятся в пределе слабой связи. Отметим, что ранее было предложено описание сверхпроводимости в двумерных дырочных σ -зонах исходя из иных физических принципов: так, Хирш проводит аналогию между диборидом магния и ВТСП купратами, поскольку высокая T_c последних также определяется свойствами двумерного дырочного конденсата [74].

Кажущееся возрастание $[2\Delta_{\pi} / k_B T_c]^{eigen}$ в сильно допированных алюминием образцах с $T_c < 25$ К на рис. 8(a) может быть вызвано влиянием всего лишь одной крайней точки при $T_c \approx 14$ К и потому нуждается в дополнительном подтверждении. С другой стороны, предсказанное в ряде работ [75–77] изменение топологии дырочных цилиндров поверхности Ферми при электронном допировании (близость перехода Лифшица) может вызвать перестройку двухщелевой сверхпроводящей системы в целом [75–79], что отразится на изменении собственных параметров сверхпроводящих конденсатов. В любом случае, вопрос исследования свойств сильно допированных электронами диборидов магния с низкими критическими температурами пока остается открытым. Увеличение статистики данных методами прямых измерений, необходимое для его разрешения, безусловно, является предметом отдельного исследо-

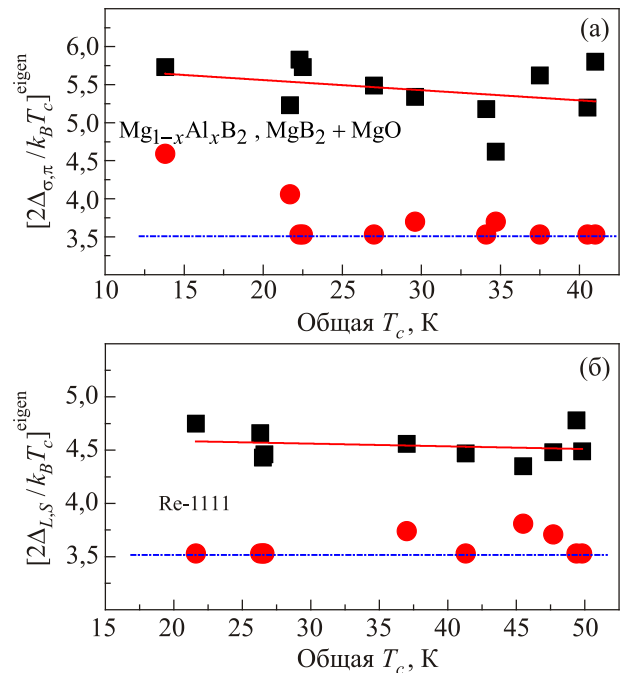


Рис. 8. Зависимость собственных характеристических отношений для «сильного» конденсата (квадраты) и «слабого» (кружки) в диборидах магния (а) и оксипниктидах (б) от общей T_c , в гипотетическом случае $V_{12} = 0$, определенных путем аппроксимации экспериментальных температурных зависимостей щелей. Сплошные линии являются усреднением БКШ предел слабой связи 3,53 показан штрихпунктиром.

вания.

Для оксиднигидов на основе железа наблюдаемый нами скейлинг обеих экспериментальных щелей $\Delta_{L,S}(T_c)$ (серые области на рис. 7(б)) соответствует примерно постоянным характеристическим отношениям $2\Delta_L/k_B T_c \simeq 5,1-5,7$ и $2\Delta_S/k_B T_c \simeq 1,4$ [38,66]. Рассчитанные собственные амплитуды обоих параметров порядка (точки) также прямо пропорциональны общей критической температуре. Поскольку межзонное взаимодействие в системе 1111 сильнее, эффективные $\Delta_{L,S}$ оказываются ощутимо больше собственных энергий связи $\Delta_{L,S}^{\text{eigen}}$, чем в диборидах магния. Собственное характеристическое отношение для малой щели $[2\Delta_S/k_B T_c]^{\text{eigen}}$, как и в $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$, близко к БКШ пределу слабой связи 3,53 (красные кружки на рис. 7(б)). Для большой щели $[2\Delta_L/k_B T_c]^{\text{eigen}} \simeq 4,4-4,8$ остается примерно постоянным во всем исследованном диапазоне T_c (разброс значений составляет всего $\pm 5\%$) и соответствует сильному внутризонному взаимодействию.

4. Заключение

С помощью расширенной двухзонной модели Москаленко и Сула с перенормированными по температуре БКШ интегралами были аппроксимированы экспериментальные температурные зависимости двух объемных сверхпроводящих щелей $\Delta_{L,S}(T)$. Зависимости были получены напрямую из положений субгармонической щелевой структуры на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-андреевских контактов высокой прозрачности, поскольку, согласно теории [57,59–61], для определения сверхпроводящих щелей фитинг спектров не требуется. Таким образом были определены как межзонные, так и внутризонные перенормированные константы электрон-бозонного взаимодействия λ_{ij} (которые связаны с полными элиашберговскими константами $\lambda_{ij} = (\lambda_{ij}^0 - \mu_{ij}^*)/Z_i$). Максимальные значения внутризонных констант λ_{ii} , определенные нами для максимальных T_c , составили для диборидов магния $\lambda_{\sigma\sigma} \approx 0,37$, $\lambda_{\pi\pi} \approx 0,23$, а для оксиднигидов железа — $\lambda_{LL} \approx 0,46$ и $\lambda_{SS} \approx 0,285$.

Показано, что внутризонная связь сильнее межзонной примерно в 15 раз для диборидов магния и в 10 раз для арсенидов железа с максимальными T_c , таким образом, вклад межзонного взаимодействия в T_c у железосодержащих сверхпроводников семейства 1111 примерно в 1,5 раза выше, чем в диборидах магния. Указанное отношение убывает вместе с T_c , достигая значения $\beta \rightarrow 8$ при $T_c \approx 21$ К. Поскольку в исследованном диапазоне T_c оцененное отношение $\beta \gg 1$, это исключает изотропизацию сверхпроводящих щелей и наступление «грязного предела».

Во всех исследованных соединениях нами наблюдался как скейлинг экспериментальных больших щелей с критической температурой T_c , так и скейлинг собственной энергии связи куперовских пар в эффективной зоне, соответствующей «ведущей» щели. При

этом примерно постоянству экспериментальной щели в диборидах магния соответствует плавное падение собственной энергии связи «слабого» конденсата при уменьшении T_c , в то же время для оксиднигидов 1111 собственная энергия связи «слабой» зоны прямо пропорциональна T_c . Отметим, что такое различие в поведении «слабых» конденсатов может быть вызвано трехмерностью π -зон в диборидах магния и квазидвумерностью зон в железосодержащих сверхпроводниках семейства 1111.

Оцененные собственные характеристические отношения для «сильных» зон составляют $\approx 5,5$ и 4,6, соответственно, находятся в пределе сильной связи теории Элиашберга и практически не зависят от химического состава в исследованном диапазоне $T_c > 20$ К. Для «слабых» зон это отношение близко к БКШ пределу слабой связи 3,5.

Таким образом, электронное допирование и изменение состава блоков-спейсеров слабо влияет на внутризонную силу связи обоих конденсатов в оксиднигидных сверхпроводниках семейства 1111, а механизм сверхпроводимости остается неизменным в диапазоне $20 \text{ К} < T_c < 50 \text{ К}$. Следовательно, линейное увеличение эффективных амплитуд обеих щелей $\Delta_{L,S}$ с критической температурой представляется результатом кооперации увеличения нормальных плотностей состояний в обеих эффективных зонах при подобном изменении состава и ослабления межзонного взаимодействия в области максимальных T_c , что соответствует увеличению параметра β .

Авторы благодарят С.И. Красносвободцева, Л.Г. Севастьянову, К.П. Бурдину, Б.М. Булычева, Е.П. Хлыбова, Л.Ф. Куликову, Н.Д. Жигадло за предоставленные образцы. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема «Физика высокотемпературных сверхпроводников и новых квантовых материалов», №0023–2019–0005). Исследования частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. V.A. Moskalenko, *Fiz. Met. Metall.* **8**, 522 (1959).
2. V.A. Moskalenko, *Sov. Phys. Usp.* **17**, 450 (1974).
3. H. Suhl, B.T. Matthias, and L.R. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
4. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, *Nature (London)* **410**, 63 (2001).
5. J.M. An and W.E. Pickett, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4366 (2001).
6. H.J. Choi, D. Roundy, H. Sun, M.L. Cohen, and S.G. Louie, *Nature* **418**, 758 (2002).
7. A.A. Golubov, J. Kortus, O.V. Dolgov, O. Jepsen, Y. Kong, O.K. Andersen, B.J. Gibson, K. Ahn, and R.K. Kremer, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 1353 (2002).

8. J. Kortus, O.V. Dolgov, R.K. Kremer, and A.A. Golubov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 027002 (2005).
9. Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson, O.E. Kvitnitskaya, S. Lee, and S. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 197001 (2003).
10. Z.-Z. Li, H.-J. Tao, Y. Xuan, Z.-A. Ren, G.-C. Che, and B.-R. Zhao, *Phys. Rev. B* **66**, 064513 (2002).
11. M.H. Badr, M. Freamat, Y. Sushko, and K.-W. Ng, *Phys. Rev. B* **65**, 184516 (2002).
12. T. Ekino, T. Takasaki, T. Muranaka, J. Akimitsu, and H. Fujii, *Phys. Rev. B* **67**, 094504 (2003).
13. I.K. Yanson and Yu.G. Naidyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 355 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 261 (2004)].
14. T. Schneider, *Quantum Superconductor–Metal Transition in Al, C doped MgB₂ and Overdoped Cuprates?*, in: *High T_c Superconductors and Related Transition Metal Oxides*, A. Bussmann-Holder and H. Keller (eds.), Springer, Berlin, Heidelberg, 269 (2007).
15. P. Szabó, P. Samuely, Z. Pribulová, M. Angst, S. Bud'ko, P.C. Canfield, and J. Marcus, *Phys. Rev. B* **75**, 144507 (2007).
16. D. Daghero, D. Delaude, A. Calzolari, M. Tortello, G.A. Ummarino, R.S. Gonnelli, V.A. Stepanov, N.D. Zhigadlo, S. Katrych, and J. Karpinski, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 085225 (2008).
17. D. Daghero and R.S. Gonnelli, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 043001 (2010).
18. T. Klein, L. Lyard, J. Marcus, C. Marcenat, P. Szabó, Z. Hol'ánová, P. Samuely, B.W. Kang, H.-J. Kim, H.-S. Lee, H.-K. Lee, and S.-I. Lee, *Phys. Rev. B* **73**, 224528 (2006).
19. D. Daghero, M. Tortello, G.A. Ummarino, and R.S. Gonnelli, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124509 (2011).
20. 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).
21. Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, N.Z. Timergaleev, A.V. Yargin, E.G. Maksimov, S.I. Krasnosvobodtsev, A.V. Varlashkin, M.A. Hein, G. Müller, H. Piel, L.G. Sevastyanova, O.V. Kravchenko, K.P. Burdina, and B.M. Bulychev, *Solid State Commun.* **129**, 85 (2004).
22. S.A. Kuzmichev, T.E. Shanygina, S.N. Tchesnokov, and S.I. Krasnosvobodtsev, *Solid State Commun.* **152**, 119 (2012).
23. G.A. Ummarino, R.S. Gonnelli, S. Massidda, and A. Bianconi, *Physica C* **407**, 121 (2004).
24. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **128**, 10012 (2006).
25. Q. Si, R. Yu, and E. Abrahams, *Nature Rev. Mater.* **1**, 16017 (2016).
26. P.J. Hirschfeld, *C.R. Physique* **17**, 197 (2016).
27. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, *Mater. Today* **21**, 278 (2018).
28. D.J. Singh and M.H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 237003 (2008).
29. 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).
30. I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, and M.H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
31. H. Nakaoka, Y. Yamakawa, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **98**, 125107 (2018).
32. S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **96**, 094527 (2017).
33. P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, and I.I. Mazin, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124508 (2011).
34. A. Bianconi, *Nature Phys.* **9**, 536 (2013).
35. R. Yu, J.-X. Zhu, and Q. Si, *Phys. Rev. B* **89**, 024509 (2014).
36. A. Kreisel, B.M. Andersen, P.O. Sprau, A. Kostin, J.C. Séamus Davis, and P.J. Hirschfeld, *Phys. Rev. B* **95**, 174504 (2017).
37. G.A. Ummarino, M. Tortello, D. Daghero, R.S. Gonnelli, *Phys. Rev. B* **80**, 172503 (2009).
38. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, Ya.G. Ponomarev, S.N. Tchesnokov, V.M. Pudalov, E.P. Khlybov, and N.D. Zhigadlo, *Phys. Usp.* **57**, 819 (2014).
39. A.A. Kordyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **44**, 623 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 477 (2018)].
40. A. Charnukha, S. Thirupathiah, V.B. Zabolotnyy, B. Büchner, N.D. Zhigadlo, B. Batlogg, A.N. Yaresko, and S.V. Borisenko, *Sci. Rep.* **5**, 10392 (2015).
41. A. Charnukha, D.V. Evtushinsky, C.E. Matt, N. Xu, M. Shi, B. Büchner, N.D. Zhigadlo, B. Batlogg, and S.V. Borisenko, *Sci. Rep.* **5**, 18273 (2015).
42. L.G. Sevastyanova, P.E. Kazin, O.V. Kravchenko, S.A. Kuzmichev, Ya.G. Ponomarev, K.P. Burdina, and B.M. Bulychev, *Rus. Chem. Bull.* **52**, 1674 (2003).
43. L. Sevastyanova, O. Gulish, V. Stupnikov, V. Genchel, O. Kravchenko, B. Bulychev, R. Lunin, and V. Tarasov, *Open Phys.* **10**, 189 (2011).
44. A.V. Pronin, A. Pimenov, A. Loidl, and S.I. Krasnosvobodtsev, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 097003 (2001).
45. S.I. Krasnosvobodtsev, A.V. Varlashkin, N.P. Shabanova, and A.I. Golovashkin, *Tekhn. Phys.* **48**, 1071 (2003).
46. N.P. Shabanova, S.I. Krasnosvobodtsev, A.V. Varlashkin, V.S. Nozdrin, and A.I. Golovashkin, *Phys. Solid State* **50**, 1397 (2008).
47. S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, and S.N. Tchesnokov, *JETP Lett.* **99**, 295 (2014).
48. E.P. Khlybov, O.E. Omelyanovsky, A. Zaleski, A.V. Sadakov, D.R. Gizatulin, L.F. Kulikova, I.E. Kostuleva, and V.M. Pudalov, *JETP Lett.* **90**, 387 (2009).
49. V.M. Pudalov, O.E. Omelyanovskii, E.P. Khlybov, A.V. Sadakov, Yu.F. Eltsev, K.V. Mitsen, O.M. Ivanenko, K.S. Pervakov, D.R. Gizatulin, A.S. Usoltsev, A.S. Dormidontov, S.Yu. Gavrilkin, A.Yu. Tsvetkov, Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, S.N. Chesnokov, T.E. Shanygina, and S.M. Kazakov, *Phys. Usp.* **54**, 648 (2011).
50. N.D. Zhigadlo, S. Katrych, Z. Bukowski, S. Weyeneth, R. Puzniak, and J. Karpinski, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 342202 (2008).
51. 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).

52. N.D. Zhigadlo, S. Weyeneth, S. Katrych, P.J.W. Moll, K. Rogacki, S. Bosma, R. Puzniak, J. Karpinski, and B. Batlogg, *Phys. Rev. B* **86**, 214509 (2012).
53. N.D. Zhigadlo, *J. Cryst. Growth* **455**, 94 (2016).
54. N.D. Zhigadlo, N. Barbero, and T. Shiroka, *J. Alloys Comp.* **725**, 1027 (2017).
55. Yu.V. Sharvin, *Sov. Phys. JETP* **21**, 655 (1965).
56. Yu.G. Naidyuk and I.K. Yanson, *Point-Contact Spectroscopy*, Springer-Verlag, New York (2005).
57. M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
58. G.B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
59. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
60. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nicosky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
61. U. Günsenheimer and A.D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
62. J. Moreland, and J.W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
63. С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, *ФHT* **42**, 1284 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016)].
64. 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, *Europhys. Lett.* **102**, 67006 (2013).
65. Ya.G. Ponomarev, H.H. Van, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, and S.N. Tchesnokov, *JETP Lett.* **96**, 743 (2013).
66. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.M. Pudalov, and N.D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
67. T.E. Shanygina, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, Y.G. Ponomarev, S.N. Tchesnokov, Y.F. Eltsev, V.M. Pudalov, A.V. Sadakov, A.S. Usoltsev, E.P. Khlybov, and L.F. Kulikova, *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 2661 (2013).
68. M. Tropeano, M.R. Cimberle, C. Ferdeghini, G. Lamura, A. Martinelli, A. Palenzona, I. Pallecchi, A. Sala, I. Sheikin, F. Bernardini, M. Monni, S. Massidda, and M. Putti, *Phys. Rev. B* **81**, 184504 (2010).
69. M. Tropeano, I. Pallecchi, M.R. Cimberle, C. Ferdeghini, G. Lamura, M. Vignolo, A. Martinelli, A. Palenzona, and M. Putti, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 054001 (2010).
70. G. Niebler, G. Cuniberti, and T. Novotný, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 085016 (2009).
71. Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, T. Hänke, C. Hess, G. Behr, R. Klingeler, and B. Büchner, *Phys. Rev. B* **79**, 224517 (2009).
72. V. G. Kogan, C. Martin, and R. Prozorov, *Phys. Rev. B* **80**, 014507 (2009).
73. I.I. Mazin and J. Schmalian, *Physica C* **469**, 614 (2009).
74. J.E. Hirsch, *Phys. Lett. A* **282**, 392 (2001).
75. A. Bianconi, S. Agrestini, D. Di Castro, G. Campi, G. Zangari, N.L. Saini, A. Saccone, S. De Negri, M. Giovannini, G. Profeta, A. Continenza, G. Satta, S. Massidda, A. Cassetta, A. Pifferi, and M. Colapietro, *Phys. Rev. B* **65**, 174515 (2002).
76. A. Bussmann-Holder and A. Bianconi, *Phys. Rev. B* **67**, 132509 (2003).
77. O. de la Peña, A. Aguayo, and R. de Coss, *Phys. Rev. B* **66**, 012511 (2002).
78. L. Simonelli, V. Palmisano, M. Fratini, M. Filippi, P. Parisiades, D. Lampakis, E. Liarokapis, and A. Bianconi, *Phys. Rev. B* **80**, 014520 (2009).
79. O. de la Peña-Seaman, R. de Coss, R. Heid, and K.-P. Bohnen, *Phys. Rev. B* **79**, 134523 (2009).

Параметри надпровідних підсистем у дибориді магнію та оксипніктидах заліза за даними спектроскопії багаторазових андріївських відбиттів

Т.Є. Кузьмичова, С.А. Кузьмичов

У багатощілинних надпровідниках фізичні параметри конденсатів визначаються як внутрішньозонною, так і міжзонною взаємодією. У разі двох надпровідних параметрів порядку, що знаходяться у межі слабого зв'язку, найпростішим описом фізики такої системи є двозонна модель Москаленка та Сули, в рамках якої силу спарювання визначають чотири константи електрон-бозонної взаємодії. Зазвичай характеристичне відношення $2\Delta_0/k_B T_c$ більше границі теорії БКШ 3,53, що вимагає введення перенормування для Δ_0 або T_c в обидва БКШ інтеграла. Таким чином, в рамках моделі Москаленка та Сули необхідно оперувати як мінімум шістьма параметрами для опису двошліпінної надпровідної системи. При цьому величини, які спостерігаються за допомогою різних методик, є суперпозицією внесків кожної із зон та міжзонної взаємодії, які зазвичай не вдається розділити в експерименті. Тим більше в експерименті неможливо ізольовано вивчати властивості кожної з надпровідних підсистем, тобто зробити це за відсутності міжзонної взаємодії. На відміну від розширеної для двозонного випадку теорії Еліашберга, модель Москаленка та Сули дозволяє максимально простим способом описати надпровідний стан мінімальним набором величин, що, безумовно, привабливо для експериментаторів. У будь-якому випадку вирішальним фактором надійності такої оцінки є пряме, одночасне та прецизійне вимірювання обох параметрів порядку в залежності від температури, що є складною експериментальною задачею. Спектроскопія багаторазових андріївських відбиттів дозволяє визначити залежності параметрів порядку $\Delta_{1,2}(T)$ безпосередньо без експериментальних спектрів динамічної провідності андріївських контактів. За отриманими нами експериментальними залежностями $\Delta_{1,2}(T)$ проведено фітінг в рамках розширеної моделі Москаленка та Сули та оцінено параметри таких надпровідних систем, як $MgB_2 + MgO$, $Mg_{1-x}Al_xB_2$, а також залізовмісних оксипніктидів $ReO_{1-x}F_yFeAs$ ($Re = Gd, Sm, Th, La$). Показано, що внутрішньозонний зв'язок сильніше міжзонного приблизно в 15 разів для дибориду магнію та в 10 разів для арсенідів заліза з максимальними T_c , причому це відношення зменшується разом з T_c . Оцінені власні характеристичні відносини для «сильних» зон становлять $\approx 5,5$ та $4,6$ і практично не зале-

жать від хімічного складу у дослідженому діапазоні $T_c > 20$ К. Для «слабких» зон це відношення є близьким до БКШ межі слабого зв'язку 3,5.

Ключові слова: двошлінна надпровідність, дибориди магнію, залізовмісні надпровідники, андріївська спектроскопія, break-junction.

Characteristics of the superconducting subsystems in magnesium diborides and iron oxypnictides revealed by multiple Andreev reflection spectroscopy

T.E. Kuzmicheva and S.A. Kuzmichev

In multiple-gap superconductors, the physical parameters of the condensates are determined by both, intraband and interband coupling. In case the two superconducting order parameters are in a weak-coupling limit, a model by Moskalenko and Suhl provides the simplest outline of such system, with four electron-boson coupling constants describing the pairing strength. Commonly, the characteristic ratio $2\Delta_0/k_B T_c$ exceeds the BCS-limit 3.53, thus requiring a Δ_0 or T_c renormalization in both BCS-integrals. If so, in the framework of Moskalenko and Suhl model one needs to operate at least six parameters in order to describe the two-gap superconducting system. On the other hand, the quantities observed in various experiments appear as a combination of each band contributions and the cross-pairing, to be hardly separated in the experiment. Moreover, it is impossible to study in the ex-

periment each superconducting subsystem separately, i.e. in absence of interband interaction. Unlike Eliashberg theory extended for two-band case, the Moskalenko and Suhl model facilitates an easy and experimenter-friendly way to study the superconducting state using a minimum set of parameters. Anyway, the most important factor ensuring the reliability of such estimate, is direct, simultaneous and precise measurement of both order parameters versus temperature, which in itself seems a challenging experimental problem. Multiple Andreev reflection spectroscopy provides direct measurement of gap temperature dependences $\Delta_{1,2}(T)$ and requires no fit of the dynamic conductance spectrum of the Andreev contact. In such superconducting systems as $\text{MgB}_2 + \text{MgO}$, $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$, and Fe-based oxypnictides $\text{ReO}_{1-x}\text{F}_y$ FeAs (Re = Gd, Sm:Th, La), we fit the experimentally obtained $\Delta_{1,2}(T)$ dependences with the extended Moskalenko and Suhl model and estimate the parameters of both condensates. We show for magnesium diborides and iron arsenides with maximum T_c , the intraband interaction to be about 15 and 10 times, correspondingly, stronger than interband one. This ratio decreases along with T_c . The estimated eigen characteristic ratios for the “driving” bands are ≈ 5.5 and 4.6, respectively, remaining almost constant under the variation in chemical composition within the studied range $T_c > 20$ K. For “driven” bands, this ratio is close to the weak-coupling BCS-limit 3.5.

Keywords: two-gap superconductivity, magnesium diborides, iron-based superconductors, Andreev spectroscopy, break-junction.