

Техника «break-junction» применительно к слоистым сверхпроводникам

(Обзор)

С.А. Кузьмичев¹, Т.Е. Кузьмичева²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
Ленинские горы, г. Москва, 119991, Россия

E-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, г. Москва, 119991, Россия

Статья поступила в редакцию 10 мая 2016 г., опубликована онлайн 26 сентября 2016 г.

Представлено комплексное исследование контактов сверхпроводник–слабая связь–сверхпроводник, получаемых с помощью техники «break-junction» в слоистых сверхпроводниках. В зависимости от прозрачности барьера техника позволяет реализовывать методы туннельной и SnS андреевской спектроскопий для прямого определения величин сверхпроводящих щелей, характеристических отношений БКШ и температурных зависимостей щелей в купратах, дибориде магния и железосодержащих пниктидах и халькогенидах. На основе полученных данных можно оценить величину анизотропии щели и константы электрон-бозонного взаимодействия. Обсуждаются преимущества и трудности техники «break-junction», а также демонстрируются такие сильные стороны методики, как возможность ее использования для исследования оптических фононных мод в высокотемпературных сверхпроводящих купратах и для создания контактов селективной прозрачности в $Mg_{1-x}Al_xB_2$.

Подано комплексне дослідження контактів надпровідник–слабкий зв'язок–надпровідник, отриманих за допомогою техніки «break-junction» в шаруватих надпровідниках. Залежно від прозорості бар'єру техніка дозволяє реалізувати методи тунельної та SnS андріївської спектроскопій для прямого визначення величин надпровідних щілин, характеристичних відношень БКШ і температурних залежностей щілин в купратах, дибориді магнію та залізовмісних пніктидах і халькогенидах. На основі отриманих даних можливо оцінити величину анізотропії щілини і константи електрон-бозонної взаємодії. Обговорюються переваги і труднощі техніки «break-junction», а також демонструються такі сильні сторони методики, як можливість її використання для дослідження оптичних фононних мод у високотемпературних надпровідних купратах та для створення контактів селективної прозорості у $Mg_{1-x}Al_xB_2$.

PACS: **74.25.-q** Свойства сверхпроводников;
74.45.+c Эффекты близости; эффекты андреевских отражений; SN- и SNS-контакты;
74.50.+g Слабые связи, тунелирование; эффект Джозефсона;
74.70.Xa Пниктиды и халькогениды.

Ключевые слова: break-junction, пниктиды, андреевская спектроскопия, туннельная спектроскопия, двухщелевая сверхпроводимость, высокотемпературные сверхпроводники.

Содержание

Введение	1285
1. Из истории развития туннельного эксперимента	1285
2. Техника создания контактов на микротрещине.....	1287
2.1. Конфигурация «break-junction» эксперимента.....	1287
2.2. Методика записи спектров динамической проводимости туннельных контактов.....	1289

2.3. О возможности создания контактов на микротрещине в поликристаллических образцах слоистых соединений	1289
3. Андреевская и внутренняя андреевская спектроскопия сверхпроводников	1291
3.1 Эффект многократных андреевских отражений	1291
3.2. Сверхпроводники с анизотропным параметром порядка: андреевская спектроскопия SnS контактов	1292
4. «Break-junction» эксперименты на слоистых высокотемпературных сверхпроводниках	1295
4.1. Туннельная спектроскопия ВТСП купратов. Внутренний эффект Джозефсона	1295
4.2. Методика «break-junction» как инструмент исследования оптических фононов в ВТСП купратах	1297
4.3. Проявление эффекта многократных андреевских отражений в эксперименте	1298
4.4. Туннельная и андреевская спектроскопия $Mg_{1-x}Al_xB_2$	1298
4.5. Режим селективной прозрачности ScS контактов на базе $Mg_{1-x}Al_xB_2$	1301
4.6. (Внутренняя) андреевская спектроскопия железосодержащих пниктидов и халькогенидов	1302
5. Заключение	1306
Литература	1306

*Памяти Я.Г. Пономарева, профессора, нашего Учителя,
борца и выдающегося экспериментатора.*

*Памяти С.Н. Чеснокова, наставника, друга,
неординарного изобретателя*

Введение

Экспериментальное определение важнейшей величины — сверхпроводящего параметра порядка — одна из ключевых задач физики сверхпроводимости. Упрощенное, но наглядное описание физического смысла этой величины предлагает теория Бардина, Купера и Шриффера (БКШ), авторы которой в качестве параметра сверхпроводящего порядка рассматривают величину зоны запрещенных (для обычных носителей тока, т.е. металлических электронов) энергий, возникающей в виде щели в зависимости плотности электронных состояний сверхпроводника от энергии [1]. Аккуратность и однозначность измерения сверхпроводящей щели влияет не только на развитие теоретического понимания природы и механизмов высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), но и на возможность создания перспективных ВТСП. Методы спектроскопии, основанные на эффектах Джозефсона, квазичастичного туннелирования и андреевского отражения [2,3], по праву считаются одними из наиболее удобных инструментов исследования сверхпроводников. Туннельная и андреевская спектроскопии позволяют с высокой точностью измерить не только величину сверхпроводящей щели [4–6], но и исследовать другие свойства материала (например, электрон-фононные [7,8]). Данный обзор посвящен уникальной технике создания (нано)контактов на микротрещине («break-junction»). Техника обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными туннельными методиками, позволяя локально определить объемную величину параметра порядка с помощью

различных методов спектроскопии на одном и том же криогенном сколе.

Настоящая работа состоит из 5 частей. Первая часть посвящена краткому обзору основных этапов развития техники создания контакта на микротрещине, а также других туннельных методик. Во 2-й части приводится подробное описание конфигурации установки и проведения «break-junction» эксперимента на слоистых материалах. В третьем разделе обсуждаются методы андреевской и внутренней андреевской спектроскопии получаемых контактов на микротрещине; приводится ожидаемый вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) и спектров динамической проводимости контактов для случаев многощелевого сверхпроводника, а также анизотропного параметра порядка. Четвертый раздел посвящен реализации рассмотренных выше методов спектроскопии в «break-junction» экспериментах на ВТСП купратах, дибориде магния и железосодержащих сверхпроводниках. В 5-й главе кратко приведены основные выводы, касающиеся преимуществ техники создания контактов на микротрещине и ее применимости к различным образцам.

1. Из истории развития туннельного эксперимента

К моменту изобретения сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) [9,10] классические SIS и NIS контакты (S — сверхпроводник, N — небаллистический слой нормального металла, I — изолятор) обычно конструировались с использованием естественного (окисление) или искусственного (мезаструктуры) слоя оксида

между двумя сверхпроводящими электродами, а также вакуумного барьера [11–13]. Наряду с подобными «стационарными» туннельными контактами широкой популярностью пользовались прижимные контакты [14–18], в которых роль туннельного барьера играл зазор толщиной порядка межатомного расстояния между плотно прижатыми друг к другу сверхпроводящими электродами из исследуемого материала, погруженными в жидкий гелий. Прецизионная регулировка силы соприкосновения двух электродов изменяла сопротивление контакта, что, в свою очередь, сказывалось лишь на амплитуде туннельных особенностей $dI(V)/dV$ -спектра, не влияя на их положение и величину определяемой сверхпроводящей щели.

Для реализации спектроскопии андреевского отражения [3] использовались андреевские точечные NS контакты, которые создавались впрессовыванием металлической иглы [19,20] или «пристреливанием» металлической проволоочки импульсами тока к поверхности сверхпроводящего образца [20]. В англоязычной литературе подобную методику обычно именуют как «PCAR» (point contact Andreev reflection). Подобные туннельные и андреевские контакты обладают рядом преимуществ: достаточной механической стабильностью для исследования сверхпроводящих свойств с помощью соответствующих методов спектроскопий, возможностью исследовать образцы микроскопических размеров, контролируемой конфигурацией (создание контакта вдоль ab - и c -направлений решетки монокристалла), но и очевидными недостатками: сверхпроводящий параметр порядка вблизи поверхности, подверженной деградации, часто оказывается редуцированным по сравнению с его объемным значением (как было показано в [21,22] на примере диборида магния, в пределах сканируемой поверхности площадью $0,5 \times 0,5 \text{ мкм}^2$ амплитуда квазидвумерного параметра порядка менялась от нуля до максимального значения); точка, в которой происходят измерения, является также местом инжекции тока (поскольку образец подключается по трехточечной схеме), что может приводить к неконтролируемому локальному увеличению температуры. Более того, плохо контролируемая геометрия барьера в NS контакте приводит к образованию микроразоротов и появлению сотен тысяч параллельных наноконтактов различной конфигурации (в том числе, туннельных) [20,23]. До сих пор открытым остается вопрос о применимости методики PCAR для исследования двухщелевых сверхпроводников: эффект близости приводит к появлению в металлической части NS контакта куперовских пар с двумя различными энергиями связи, отвечающими соответствующим величинам сверхпроводящих щелей. Вследствие рассеяния на дефектах в металле произойдет перемешивание таких наведенных пар, что повлечет сближение двух искоемых энергий

связи, вплоть до их унификации со значением порядка среднеквадратичного.

Концепция туннельных контактов на микротрещине была предложена еще в начале 1980-х гг. [24], практически одновременно с изобретением СТМ [9,10]. В простейшей конфигурации хрупкая проволока из исследуемого сверхпроводящего материала (в первых работах — Nb), закрепленная на эластичной подложке, опускалась в жидкий гелий. При $T = 4,2 \text{ К}$ механический прогиб подложки раскалывал проволоку на две части, создавая два эквивалентных сверхпроводящих берега. Далее, регулируя прогиб подложки, концы проволоки разводились на расстояние нескольких ангстрем для получения туннельного SIS контакта. Работа Мореланда и др. [18] открыла новый уровень в развитии туннельных исследований: этой группе удалось создать технику эксперимента, не только сохранившую все преимущества классических методик, но и практически избавленную от их недостатков. По оценкам [18,23], механическая стабильность «сломанных» контактов не уступала прочности прижимных контактов, структур с естественным оксидным барьером или СТМ контактов. При этом экспериментаторы решили две важные проблемы, характерные для классических SIS, NIS и NS контактов:

1) заметное ослабление деградации исследуемых поверхностей за счет создания криогенного свола в инертной атмосфере, что обеспечивало высокую чистоту сверхпроводящих электродов;

2) отсутствие механического давления на контактную область, предотвращающее искажение сверхпроводящих свойств материала.

Через несколько лет после выхода работы Мореланда были созданы более совершенные «break-junction» установки, в которых были реализованы грубая и точная регулировка прогиба подложки, а также системы, позволяющие работать в вакууме, с нехрупкими материалами (такими, как простые металлы) и пленками [23,25–27]. Главной отличительной особенностью контактов на микротрещине нового поколения стала возможность переводить контакт между режимами малой емкости (так называемой «слабой связи» [23]), большой емкости («туннельный» контакт [23]) и промежуточным режимом с помощью механической регулировки толщины туннельного барьера.

Позже техника создания контакта на микротрещине для реализации SIS и SnS спектроскопий была успешно применена в исследованиях свойств ВТСП купратов [8,28–45] (в качестве обзора см. [46,47]), диборида магния [36,48–59] (в качестве обзора см. [60,61]) и железосодержащих пниктидов и халькогенидов [53,62–77]. В настоящее время, несмотря на очевидные преимущества перед традиционными туннельными методиками, техника «break-junction» используется довольно редко. Судя по всему, это обусловлено отсутствием прикладных

возможностей и перспектив коммерциализации этой методики для сверхпроводящих материалов. В частности, эксперименты с SnS андреевскими контактами на микротрещине (высокая прозрачность барьера) проводятся только нашей группой. Однако в 1997 г. Рид и др. предложили идею реализации контакта на микротрещине (на основе механически контролируемой конфигурации контакта, использованной Мюллером и др. [23]), где сломанные электроды были слабо связаны посредством отдельных молекул [78]. Таким образом, уникальная возможность техники «break-junction» создавать сверхчистые контакты на микротрещине нашла широкое применение в молекулярной электронике: в частности, в исследованиях колебательных и транспортных свойств отдельных органических молекул (в качестве обзора см. [79]).

2. Техника создания контактов на микротрещине

2.1. Конфигурация «break-junction» эксперимента

Нашей группой используется схема создания контактов на микротрещине, усовершенствованная Я.Г. Пономаревым [28,29] применительно к слоистым сверхпроводникам. Именно в таких материалах техника «break-junction» позволяет реализовать до четырех методов исследования сверхпроводящего параметра порядка на криогенных сколах одного и того же образца: туннельную (джозефсоновскую) и внутреннюю туннельную [80], SnS андреевскую и внутреннюю андреевскую спектроскопию [81].

Слоистый монокристалл (или поликристалл с ориентированными вдоль c -направления кристаллитами) сверхпроводника подготавливается в виде тонкой прямоугольной пластинки, параллельной ab -плоскости кристаллической решетки, с размерами порядка $(3-5) \times (1,5-2,5) \times (0,1-0,4)$ мм³. Для особо прочных образцов (например, MgB₂) необходимо также сделать пропил, разделяющий образец на два квадрата и служащий дополнительным концентратором напряжений. На П-образном пружинящем измерительном столике (8 на рис. 1) из бериллиевой бронзы толщиной 0,2 мм закреплена изолирующая подложка (3) с четырьмя медными контактными площадками (5). В подложке также выполнен достаточно глубокий поперечный разрез — концентратор механических напряжений. По краям подложка дополнительно закрепляется на столике с помощью банджа (4). К площадкам подведены два токовых и два потенциальных контакта для реализации стандартной четырехточечной схемы измерений. Образец (7) закрепляется посередине контактных площадок с помощью массивных капель жидкого при комнатной температуре (пастообразной консистенции) индий-галлиевого припоя (6) по углам образца. Применение эвтектики предохраняет тонкую пластинку

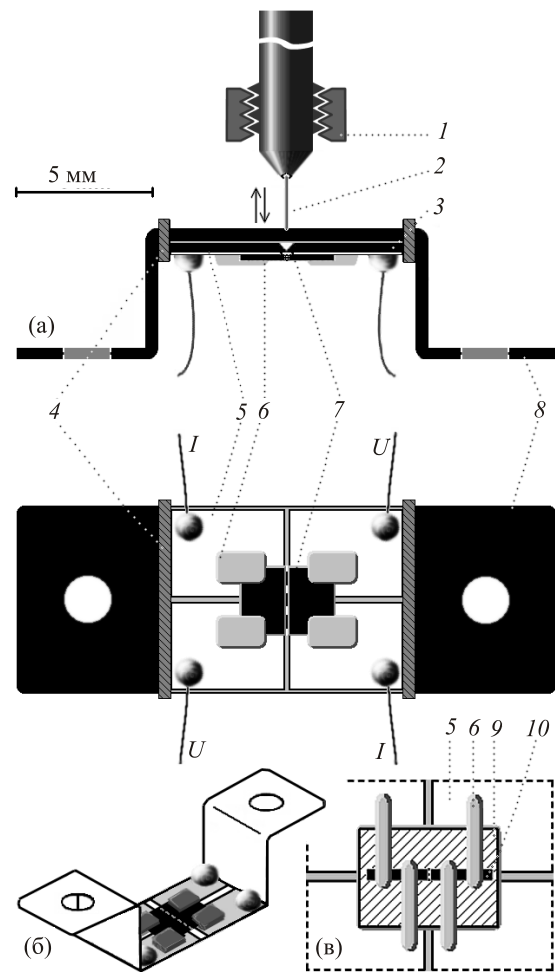


Рис. 1. Конструкция столика и схема установки образца на подложку по четырехточечной схеме для получения контактов на микротрещине (техника «break-junction») (а). Общий вид столика с установленным образцом (б). Пример монтажа нитевидного монокристалла (вискера) на контактные площадки столика (в). 1 — винт с микрометрической резьбой, 2 — игла для передачи поступательного смещения, 3 — изолирующая подложка, 4 — бандаж, 5 — медные контактные площадки, 6 — индий-галлиевый припой, 7 — образец, 8 — пружинящий столик из бериллиевой бронзы, 9 — гибкая изолирующая подкладка, 10 — вискер.

образца от преждевременной поломки при неизбежных деформациях подложки в процессе монтажа и на начальном этапе охлаждения вставки. Конфигурация измерительного столика может успешно применяться и для монтажа нитевидных монокристаллов (вискеров) длиной до 5 мм, как показано на рис. 1(в): для того чтобы вискер не «проваливался» в щель между медными площадками, используется подложка из папиросной бумаги, а четыре In-Ga контакта наносятся параллельно друг другу и перпендикулярно иголке монокристалла по всей длине образца.

После закрепления столика на вставке к первому подводится винт с микрометрической резьбой (1); на конце микровинта и в центре столика сделаны углубления, в которые враспор вставляется игла (2). Игла служит для передачи лишь поступательного смещения микровинта на поверхность столика. Для успешного создания криогенных сколов крайне важно добиться того, чтобы образец преждевременно не треснул в процессе охлаждения. Поэтому необходимо заранее чуть напрячь иглой пружину столика (сделав, например, половину оборота микровинта) и постепенно ослаблять деформацию в процессе охлаждения. Микротрещина в кристаллах создается при гелиевой температуре с помощью прецизионного механического давления на измерительный столик, который изгибает гетинаксовую подложку с образцом вдоль концентратора напряжений (см. рис. 1(а),(б)), что при малых смещениях соответствует расколу образца в направлении, перпендикулярном концентратору. Образец слоистого материала, крепко удерживаемый застывшим In–Ga припоем, расслаивается в области концентратора именно вдоль ab -плоскостей. В общем случае в образце создаются два криогенных скола, представляющих собой ступени и террасы и разделенных областью слабой связи, т.е. создается ScS контакт (где c (constriction) — сужение). В эксперименте c -область может проявлять свойства изолятора (I), нормального металла (N) или тонкого (по сравнению с длиной свободного пробега носителей) нормального металла (n) в зависимости от прозрачности Z . Этот параметр можно также регулировать в экспериментах на СТМ [82]. При минимальной деформации подложки ток через контакт на микротрещине идет вдоль кристаллографической оси c .

Известно, что поверхность многих слоистых ВТСП либо не несет информацию об объемных свойствах материала (например, ВТСП купраты чувствительны к потере допирующего кислорода, железосодержащий пниктид LiFeAs сильно подвержен деградации в присутствии паров воды и т.п.), либо затрудняет работу традиционных поверхностных методик, например, из-за образования барьера шоттковского типа (так, в оксипниктидах LnOFeAs, Ln — лантаноид, поверхность оказывается заряженной [83]). Значения щели и критической температуры T_c на поверхности кристалла могут заметно отличаться от подобных величин в объеме образца. В наших экспериментах на слоистых материалах, в отличие от процедур, предложенных в [23,24], в процессе создания микротрещины сверхпроводящие берега образца *не разводятся* на значительное расстояние: микротрещина образуется в объеме образца и не видна на поверхности. При таком использовании техники «break-junction» криогенные поверхности, находясь в объеме образца, естественным образом защищены от деградации, вызванной проникновением «грязи» из атмосферы внутрь образца; сколы остаются настоль-

ко чистыми, насколько это возможно. Определение момента появления трещины, разделяющей пластинку образца на две половинки, проводится в реальном времени по появлению наклона вольт-амперной характеристики на токах 5–10 мА. Нами отмечено, что при значительном разведении половинок образца и полном раскрытии криогенных сколов поверхность деградирует, что приводит как к увеличению нормального рассеяния Γ , так и к падению амплитуды сверхпроводящих щелей Δ . Возникновение барьеров шоттковского типа происходит довольно редко и легко контролируется по сохранению симметрии ВАХ.

Контакт на микротрещине расположен между массивными сверхпроводящими берегами образца, которые обеспечивают хороший теплоотвод с обеих сторон (в отличие от NS контактов и особенно мезоструктур). Более того, так как микротрещина расположена вдали от потенциальных и токовых контактов образца, то тепло, выделяющееся на последних, не приводит к нагреву исследуемой точки. Таким образом, применяемая нами конфигурация эксперимента почти полностью исключает химическое, тепловое и механическое воздействие на область ScS контакта. Получаемые величины сверхпроводящих щелей, следовательно, максимально приближены к объемному значению параметра порядка. По нашим оценкам, радиус контактов на микротрещине $a \sim 1,2\text{--}30$ нм [51,71], таким образом, сверхпроводящие свойства исследуются локально (т.е. в пределах контактной области). В частности, это дает возможность с большой точностью определять локальную критическую температуру T_c^{local} — температуру перехода контактной области в нормальное состояние. В эксперименте T_c^{local} определяется по моменту линеаризации $dI(V)/dV$ -спектра (что соответствует омической ВАХ). В силу естественной неоднородности образцов локальная критическая температура может заметно отличаться от средней по объему образца T_c^{bulk} (определенной, например, по данным резистивных измерений или температурной зависимости магнитовосприимчивости образца). Зная T_c^{local} , можно точнее определить истинное (локальное) значение характеристического отношения $2\Delta/k_B T_c$, которое является ключом к фундаментальным выводам о характере сверхпроводимости материала.

Известно, что на криогенных сколах любых слоистых соединений образуются ступеньки и террасы. Высота таких ступенек кратна параметру решетки c ; для купратов — $c/2$ из-за «сдвига» структуры на полпериода решетки в ab -плоскости. При малой деформации подложки криогенные сколы прецизионно скользят друг относительно друга вдоль террас (в ab -плоскости), что подразумевает получение туннельного тока через трещину вдоль c -направления и дает возможность плавной и обратимой механической регулировки площади контактной области. Напротив, если предположить ка-

сание сверхпроводящих берегов вдоль c -направления (т.е. наличие туннельного тока в ab -плоскости), такой контакт не поддавался бы плавной регулировке: расхождение берегов вызывало бы скачкообразный рост сопротивления контакта. Таким образом, геометрия контакта ($j \parallel c$) может быть достоверно определена в процессе эксперимента. Ступеньки и террасы криогенных сколов часто проявляют свойства стопочных контактов типа ScSc-...-S. Являясь, фактически, естественными мезоструктурами, подобные стопки электрически эквивалентны цепочке последовательно соединенных идентичных (одинокных) ScS контактов. Таким образом, положение особенностей, вызванных объемными эффектами, на ВАХ и спектре динамической проводимости стопки из m контактов (m — натуральное число) будет увеличено в m раз по сравнению с $I(V)$ и, соответственно, $dI(V)/dV$ -одинокного контакта. С помощью техники «break-junction» могут быть получены как туннельные SIS-...-S-, так и андреевские SnSn-...-S структуры.

Уникальным достоинством создаваемого этим методом контакта на микротрещине является возможность его прецизионной регулировки в процессе эксперимента при низких температурах, т.е. перехода от исследования свойств одной точки на поверхности криогенного скола к другой. С помощью механической регулировки можно получать десятки одинокных и стопочных контактов на одном и том же образце, сканируя криогенные сколы, что приближает возможности методики в этом плане к возможностям СТМ. Набор значительной статистики данных позволяет убедиться в отсутствие влияния размерных эффектов на результаты исследований (так как геометрия и нормальное сопротивление каждого контакта случайны) и оценивать однородность сверхпроводящих свойств образца.

2.2. Методика записи спектров динамической проводимости туннельных контактов

Использование источника тока, а не напряжения при исследованиях туннельных контактов, реализованных на сверхпроводниках, решает как минимум две важные задачи: во-первых, это дает возможность записать сверхток при нулевом смещении, во-вторых, при появлении (омических) контактов, подключенных в параллель к исследуемому (что является обычным для методики «break-junction»), смещение спектра динамической проводимости $dI(V)/dV$ происходит строго вертикально (т.е. особенности спектра не сдвигаются по напряжению), что крайне важно для аккуратного опре-

деления энергетических величин сверхпроводника. По этим же причинам аппаратное получение $dI(V)/dV$ -зависимости вместо $dV(I)/dI$ также предпочтительнее.

Для измерения $dI(V)/dV$ -характеристик нами используется стандартная методика токовой модуляции и система аппаратного управления балансом измерительного моста. Источник тока фиксирует ток через образец, при этом к постоянному току примешивается модуляционный сигнал малой амплитуды с частотой порядка 1 кГц от внешнего генератора. Умножающий цифроаналоговый преобразователь (ЦАП), установленный на цифровой плате ввода-вывода, может масштабировать амплитуду модуляции тока, причем автоматическая компьютерная следящая система, использующая сигнал разбаланса моста, поступающий с селективного нановольтметра (Lock-In amplifier), управляет множителем ЦАПом, удерживая ответную амплитуду модуляции по напряжению равной некоторой эталонной амплитуде с того же генератора синусоидального сигнала. Коэффициент масштабирования амплитуды модуляционного сигнала (по току), установленный при окончательном балансе электрического моста и записанный в умножающем ЦАПе, пропорционален углу наклона ВАХ в измеряемой точке. Только после того как система определила производную ВАХ в искомой точке, ток через образец меняется, и измерительный цикл повторяется. С помощью измерения второй гармоники модуляционного сигнала также представляется возможным аппаратное получение второй производной $d^2I(V)/dV^2$.

2.3. О возможности создания контактов на микротрещине в поликристаллических образцах слоистых соединений

Процесс образования микротрещины в неориентированном поликристалле соединения, обладающего слоистой кристаллической структурой и выраженной анизотропией прочности вдоль и поперек слоев, схематически показан на рис. 2(а). В результате раскалывания в поликристалле могут возникать как контакты зерно-зерно (в основном, для кристаллитов, ab -плоскости которых расположены перпендикулярно направлению образования трещины; кристаллит № 1 на рис. 2(а)), так и контакты, образованные соприкосновением террас расколотых кристаллитов, ab -плоскости которых примерно параллельны направлению скола (кристаллит № 3 на рис. 2(а)). В общем случае вероятность раскола кристаллита зависит от соотношения сил механической связи между кристаллитами P_{ig} и связи между ab -слоями решетки P_{il}^* . Очевидно, что для поликристаллов, синте-

* Если говорить строго, то вероятность того, что кристаллит (зерно) будет расколот, зависит как от соотношения P_{ig} / P_{il}^* , так и от пространственной ориентации ab -плоскости этого зерна относительно плоскости образования микротрещины. При значительном увеличении отношения P_{ig} / P_{il}^* доля расколотых кристаллитов существенно возрастает. Например, при увеличении P_{ig} / P_{il}^* с 1,1 до 1,2 расколется почти в 2 раза больше произвольно ориентированных кристаллитов (соответствующая область выделена на рис. 2(б) штриховкой).

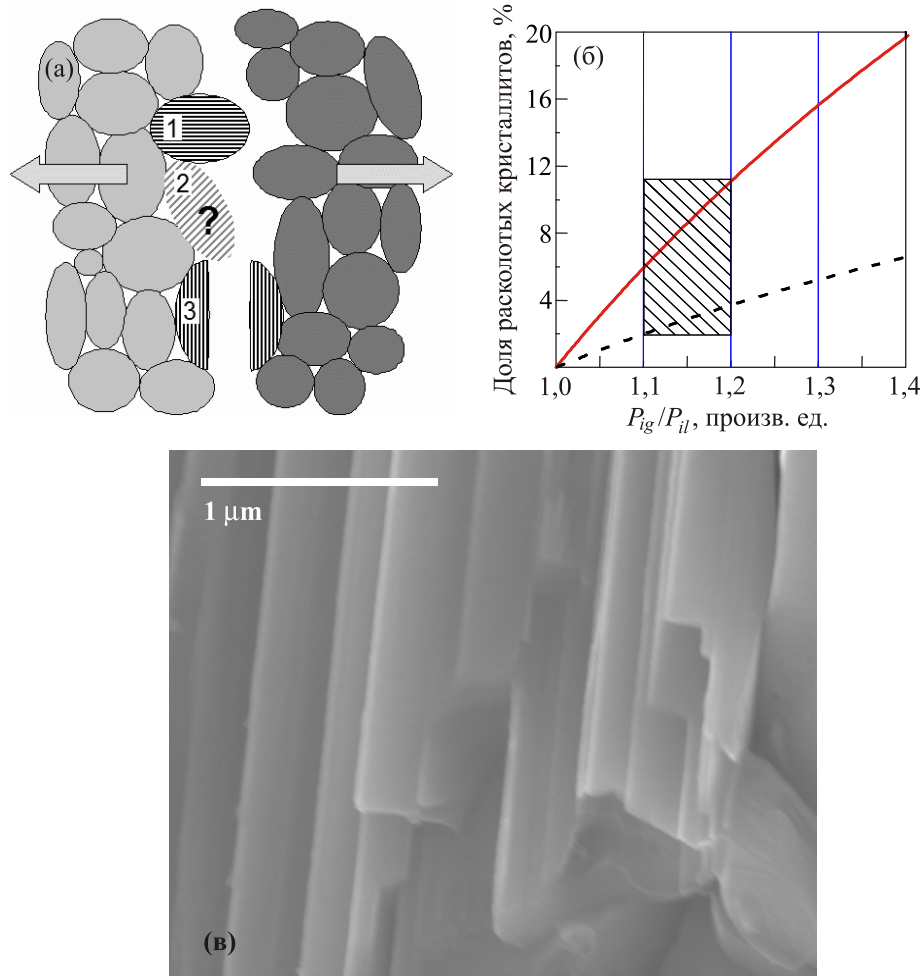


Рис. 2. Схема образования микротрещины в поликристаллическом образце. Штриховкой показано направление ab -плоскостей в кристаллических зернах (а). Зависимость доли расколотых кристаллитов от соотношения прочности межзеренной и межслоевой связи P_{ig}/P_{il} для образцов, в которых кристаллиты имеют механическую связь со всеми соседними зёрнами (сплошная линия) и с половиной соседних зёрен (например, для рыхлых образцов; штриховая линия) (б). Ступеньки и террасы на поверхности расколовшегося кристаллита на сколе слоистого поликристалла $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$; изображение получено на электронном микроскопе (в).

зированных путем повторного отжига, следует ожидать высокий процент расслоившихся кристаллитов. Простой расчет показывает, что уже при $P_{ig}/P_{il} = 1,1$ следует ожидать на сколе до 6% расслоившихся зёрен (сплошная кривая на рис. 2(б)), а при $P_{ig}/P_{il} = 2,5$ расколется до половины кристаллитов. На изображении, полученном на сколе поликристалла $\text{Sm}_{0,7}\text{Th}_{0,3}\text{OFeAs}$ с помощью электронного микроскопа (рис. 2(в)), отчетливо видны ступеньки и террасы на поверхности расколовшегося кристаллита. Оцененный нами диаметр ScS контакта на микротрещине $2a = 10\text{--}60$ нм на порядки меньше размера зёрен и средней ширины террас ($\sim 100\text{--}200$ нм), следовательно, такой контакт по качеству не будет уступать контакту, созданному в монокристалле. Более того, использование техники «break-junction» на поликристаллах предпочтительнее, так как кристаллиты обычно химически более однородны, чем монокристаллы миллиметро-

вых размеров, особенно, если синтез идет в условиях градиента температур и/или давлений.

Могут ли стопочные ScSc-...-S структуры образовываться в поликристаллических образцах слоистых сверхпроводников? Попытка объяснить получающиеся в эксперименте последовательные ScSc-...-S контакты не внутренними эффектами (реализующимися на естественных стопочных структурах), а получением цепочки из кристаллитов, соединенных межзеренными границами, не выдерживает критики. Из-за неэквивалентности таких границ сопротивление подобных стопок будет на порядки выше, чем сопротивление аналогичных структур в монокристаллах (в пересчете на один контакт); положение основных щелевых особенностей будет случайным, а не кратным $2\Delta/e$; форма и тонкая структура особенностей не будет воспроизводиться при механической перестройке контакта. Более

того, с увеличением в цепочке числа m зерен и межзеренных границ, обладающих неэквивалентным сопротивлением в нормальном состоянии, выраженность особенностей на спектрах должна драматически падать. В наших экспериментах наблюдается прямо противоположное: на моно- и поликристаллах аналогичных соединений типичное сопротивление ScS контакта воспроизводится, а особенности динамической проводимости с ростом m становятся более резкими [71]. Заметим, что положение и форма особенностей $dI(V)/dV$ -спектров (вызванных объемными эффектами, например, щелевых или фононных особенностей) *воспроизводятся* при масштабировании смещений электрического потенциала на *целое* число m для приведения характеристик проводимости к одноконтактному виду [36,51,66,68,69,71,74,75,77], а также *совпадает* с одноконтактными характеристиками. Аналогичные данные были получены на *монокристаллах* слоистых сверхпроводников [30,67,72,76,81].

Таким образом, можно предположить, что качество спектров, полученных на стопочных контактах, увеличивается вследствие уменьшения вклада поверхностных дефектов в динамическую проводимость контакта на микротрещине. Также необходимо отметить, что важной особенностью таких туннельных структур, по сравнению с искусственно созданными мезоструктурами, является незначительное и контролируемое влияние эффектов локального перегрева из-за значительной удаленности точки инжекции тока в стопку и хорошего теплоотвода с обеих сторон структуры.

3. Андреевская и внутренняя андреевская спектроскопия сверхпроводников

3.1. Эффект многократных андреевских отражений

Известно, что эффект многократных андреевских отражений электронов [3] наблюдается в SnS контакте (где n — тонкий нормальный металл) в том случае, когда он является баллистическим, т.е. диаметр $2a$ которого меньше длины свободного пробега носителей l . Баллистические контакты также называют шарвиновскими, по фамилии Юрия Васильевича Шарвина, который в работе [84] описал физические особенности микроконтактов с диаметром $2a < l$. Сопротивление электрическому току такого контакта примерно в l/a раз превосходит омическое и равно $R = 4\rho l / (3\pi a^2)$ [84]. Отметим, что нижней границей диапазона $2a$, в которой реализуется физика таких микроконтактов, является фермиевская длина волны электрона $\lambda_F < 2$ нм. Так, при $2a < \lambda_F$ определяющую роль начинают играть волновые взаимодействия электронов; контакты такого типа принято называть квантовыми баллистическими. Напротив, в рассматриваемых нами SnS контактах выполняется $\lambda_F, \xi < 2a < l$ (где ξ — длина когерентности

сверхпроводника) и реализуется баллистический случай пролета электрона через контакт, состоящий из двух SN интерфейсов. За каждое андреевское отражение от SN интерфейса квазичастица осуществляет перенос куперовской пары через металлический слой, что приводит к появлению избыточного тока на ВАХ шарвиновского SnS контакта.

На рис. 3 приведены теоретические спектры динамической проводимости (в приведенных координатах) и ВАХ SnS андреевского контакта, рассчитанные на основе различных моделей для однощелевого сверхпроводника с изотропной щелью (s -волновая симметрия). Сопротивление контакта взято единичным. Впервые расчет $dI(V)/dV$ -спектра для SnS контакта был проведен Октавио в соавторстве с Тинкхамом, Блондером и Клапвиком в работе [6] (так называемая модель ОТБК); соответствующий спектр ($T = 0$, прозрачность барьера $Z = 1$) показан на рис. 3 черной штриховой линией. Октавио и др. качественно показали, что на $dI(V)/dV$ -спектре SnS контакта эффект многократных андреевских отражений реализуется в виде субгармонической щелевой структуры (СГС) — серии минимумов динамической проводимости при смещениях

$$V_n = 2\Delta/en, \text{ где } n \text{ — натуральное число.} \quad (1)$$

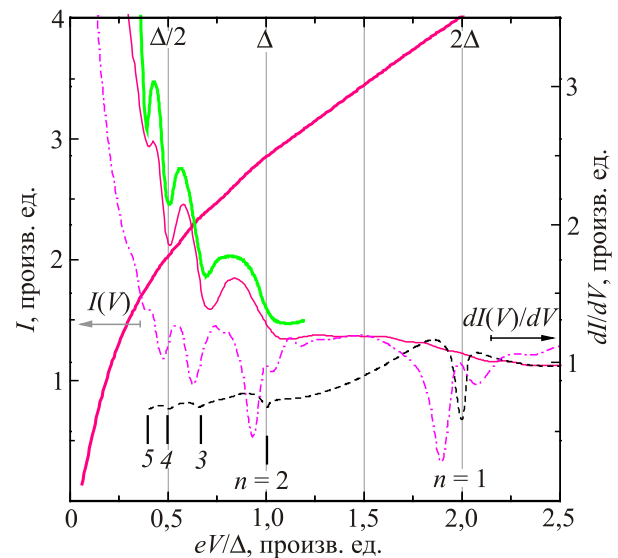


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Теоретические $dI(V)/dV$ -спектры (правая вертикальная ось) SnS контактов, полученные на основе моделей: ОТБК (черная штриховая линия, $Z = 1$) [6], Арнольда (жирная светло-зеленая линия, вероятность прохождения барьера $T^2 = 0,83$) [85], Кузваса и др. [87] и Аверина–Бардаса [86] (тонкая сплошная розовая линия; высота барьера $h = 0,23$, (прозрачность 95%); соответствующая ВАХ показана жирной линией, левая вертикальная ось), Кюммеля и др. (светлая штрихпунктирная линия; отношение длины свободного пробега к диаметру контакта $l/2a = 5$, $T = 0,8 T_c$) [88]. Положение минимумов СГС обозначено значками $n = 1, 2, \dots$

Очевидно, что положение андреевских особенностей V_n линейно зависит от обратного номера субгармоники $1/n$.

В более поздних теоретических работах [85–87] было показано, что при малых смещениях на ВАХ SnS контакта наблюдается значительный избыточный квази-частичный ток, а проводимость в несколько раз превышает нормальную, к которой $I(V)$ -зависимость такого контакта стремится при $V \gg 2\Delta/e$ (см. рис. 3). Область на ВАХ при $V \rightarrow 0$ принято называть «пье-дестал» или «фут». Отметим для сравнения, что для проводимости NS контакта (получение которого характерно для техники точечных контактов [19,20]) при малых смещениях ожидается двукратное превышение нормальной омической проводимости, которая наблюдается при смещениях, выше щелевых $V > \Delta/e$ [5].

Для SnS контакта высокой прозрачности (95–98 %) с диаметром $2a$, отвечающим условию $\lambda_F < 2a < l$, СГС на $dI(V)/dV$ -зависимости представляет собой серию минимумов проводимости [85–87]. Спектр, рассчитанный на основе модели Арнольда [85], показан на рис. 3 жирной светло-зеленой линией ($T = 0$, вероятность прохождения барьера $T^2 = 0,83$). Модель Аверина и Бардаса [86] и основанные на ней расчеты Куэваса и др. [87] предсказывают слабовыраженную первую щелевую особенность с $n = 1$, при этом последующие субгармоники $n = 2, 3, \dots$ представляют собой достаточно интенсивные минимумы, положение которых также описывается формулой (1). Результаты работы Арнольда [85] и Аверина–Бардаса [86] для баллистических SnS контактов высокой прозрачности отлично согласуются между собой как в части предсказания вида особенностей субгармонической щелевой структуры на $dI(V)/dV$, так и в части общего экспоненциального хода этой зависимости при $V \rightarrow 0$.

Модель Кюммеля и др. [88] учитывает также отношение длины свободного пробега носителей к диаметру контакта $l/2a$ и существование андреевской квази-частичной зоны внутри щели. Кривая, соответствующая случаю $l/2a = 5$ и $T = 0,8 T_c$, получена путем численного дифференцирования ВАХ из работы [88] и показана на рис. 3 штрихпунктирной линией. Наличие андреевской зоны приводит к появлению минимумов-сателлитов после каждой андреевской субгармоники. Не будем здесь описывать детали результата, полученного в работе [88], а лишь отметим, что интенсивность андреевских минимумов падает с ростом номера особенности n , а число наблюдаемых субгармоник приблизительно соответствует отношению $n \approx l/2a$. Чрезвычайно важным в работе [88] является вывод о том, что положение минимумов СГС продолжает следовать приведенной выше формуле для V_n при любых температурах $0 < T < T_c$. Таким образом, метод спектроскопии многократных андреевских отражений позволяет определить величину сверхпроводящей щели непосредственно из положений андреевских субгармоник

без дополнительных расчетов и фитинга $dI(V)/dV$ -спектра. Это существенно увеличивает точность определения сверхпроводящих параметров порядка и достоверность экспериментальных данных для двухщелевых сверхпроводников по сравнению с методами спектроскопии SIS или N(I)S контактов, предполагающих фитинг динамической проводимости с использованием многих подгоночных параметров [4,5]. Следовательно, температурные зависимости сверхпроводящих щелей предпочтительно получать в экспериментах на SnS контактах, что дает возможность достоверно оценить константы электрон-фононного (в общем случае — электрон-бозонного) взаимодействия [52,53].

Подчеркнем, что ВАХ и спектры динамической проводимости SnS контактов с высокой прозрачностью и избыточным током (так называемым футом) при $V \rightarrow 0$, получение которых характерно для техники «break-junction», отличаются от $I(V)$ и $dI(V)/dV$ квантовых точечных контактов с низкой прозрачностью и дефицитом тока при $V \rightarrow 0$. В работах [86,87] показано, что с понижением прозрачности серия минимумов обращается в серию максимумов. Если поперечник контакта с высокой прозрачностью становится сравнимым с длиной свободного пробега ($2a \approx l$), то СГС размывается: наблюдается ограниченное число особенностей вплоть до единственной с $V = 2\Delta/e$. В случае сверхпроводников, куперовские пары которых состоят из дырок, например для ВТСП купратов, механизм многократных андреевских отражений не меняется.

Важной особенностью для SnS контактов, полученных в c -направлении на слоистых сверхпроводниковых материалах, является тот факт, что поскольку поверхности Ферми как для электронных, так и для дырочных зон обычно представляют слабогфрированные цилиндры, то металлические носители тока подлетают к SN интерфейсам почти тангенциально. Это нехарактерно для классических теорий, описывающих ВАХ андреевских контактов, и в случае $Z < 5$ должно значительно увеличить вероятность нормального отражения квази-частиц от SN интерфейсов, которая определяется как $Z^2/(Z^2 + \cos^2 \alpha)$, где α — угол с нормалью. Отметим, что при $\alpha \rightarrow \pi/2$ значение $\cos^2 \alpha$ пропорционально смещению на контакте. Безусловно, этот случай требует проведения отдельного теоретического исследования.

3.2. Сверхпроводники с анизотропным параметром порядка: андреевская спектроскопия SnS контактов

Многощелевые сверхпроводники широко известны с открытия в 2001 году MgB_2 [89] и с тех пор интенсивно изучаются [54,55,90–95], хотя двухщелевая сверхпроводимость была предсказана теоретически еще в середине прошлого века [96,97].

Отметим, что впервые двухщелевая сверхпроводимость экспериментально наблюдалась группой Я.Г.

Пономарева: было обнаружено, что динамическая проводимость туннельных контактов на микротрещине в монокристаллах $Y(Yb)BaCuO$ не может быть описана однощелевой моделью и воспроизводимо демонстрировала две щелевые особенности [98], что вскоре было подтверждено теоретическими расчетами [99,100].

Как известно, анизотропия сверхпроводящего параметра порядка Δ может быть вызвана следующими факторами: непосредственным отклонением типа симметрии от s -волнового, т.е. наличием углового распределения амплитуды щели в k -пространстве $\Delta(\theta)$ [101,102]; расщеплением амплитуды щели для нескольких сверхпроводящих конденсатов, реализующихся на поверхностях Ферми сходной геометрии и незначительно отличающимися модулями импульсов (например, вложенных друг в друга); вариацией щели в реальном пространстве, например из-за неоднородного распределения примесей или допанта. Понимание причин и следствий анизотропии щелей чрезвычайно важно для определения механизмов ВТСП [103,104], и потому интерес к этой тематике возродился в связи с изучением железосодержащих сверхпроводников. Например, в работе [20] аналитически исследуется влияние анизотропии щели в k -пространстве на вид андреевских спектров NS контактов; к сожалению, для SnS андреевских контактов в c -направлении подробных теоретических расчетов до сих пор не проведено.

Рассмотрим процесс многократных андреевских отражений и вид субгармоник $dI(V)/dV$ -спектра SnS контакта в многощелевом сверхпроводнике подробнее. Схема переноса носителей через n -слой SnS контакта приведена на рис. 4(а). При приложении смещения V потечет андреевский ток, в котором будут участвовать электроны и дырки с любыми импульсами, отвечающими поверхности Ферми исследуемого материала. Если такой SnS контакт организован по c -направлению (что как раз имеет место при использовании техники «break-junction») и V мало, то $p_z \ll p_x, p_y$. Поскольку в баллистическом андреевском контакте ($l \gg 2a$) импульс электронов сохраняется, то смешивания квазичастиц, принадлежащих разным зонам, не происходит. Можно считать, что для каждой зоны реализуется свой канал андреевского транспорта. Таким образом, на $dI(V)/dV$ -спектре андреевского контакта в многозонном сверхпроводнике следует ожидать появление нескольких СГС, соответствующих каждой из щелей.

В случае однощелевого сверхпроводника, обладающего анизотропией щели в k -пространстве, вид андреевских особенностей на спектре такого контакта в c -направлении будет отражать анизотропию параметров порядка k_{xy} -плоскости (см. рис. 4(а)). Благодаря слоистости и многоорбитальному характеру зон ВТСП чаще всего обладают поверхностями Ферми, близкими к цилиндрическим, и типичной анизотропией параметра порядка Δ в плоскости k_{xy} импульсного пространства,

соответствующей ab -плоскости реального пространства, при котором его значение зависит от направления импульса $\Delta = f(k_x, k_y)$. Для рассмотрения вида анизотропии параметра порядка обычно вводят угол θ , такой, что $\text{tg}(\theta) = k_y/k_x$. Теоретические исследования этой проблемы были начаты достаточно давно: так, в работах [101,102] для SIS и NIS контактов на основе ВТСП с анизотропной щелью и присутствием сингулярности ван Хофа вблизи E_F была предложена симметричная относительно k_x - и k_y -направлений функция амплитуды щели: $\Delta = \Delta_0 + \Delta_1 \cos(4\pi\theta)$ с четырьмя максимумами амплитуды $\Delta = \Delta_0 + \Delta_1$ для направлений $\pm k_x$ и $\pm k_y$. Нам не хотелось бы вводить еще один энергетический параметр (Δ_1), который, по-видимому, не несет реального физического смысла, поэтому представим функцию $\Delta(\theta)$ в ином виде: $\Delta(\theta) = \Delta_{\max}(1 + 0,5A[\cos(4\pi\theta) - 1])$, где Δ_{\max} — максимальная амплитуда, а коэффициент A отражает анизотропию щели в процентах.

На рис. 4(б) собраны кривые динамической проводимости (в приведенных координатах) для SnS контактов высокой прозрачности, с током в c -направлении, качественно оцененные нами на основе расчета Деверо и Фулде [105] для сверхпроводника с изотропным параметром порядка. Фоновый экспоненциальный ход всех спектров подавлен, расчет проведен для «идеального» баллистического контакта с $l \gg 2a$ при $T = 0$. В случае сверхпроводника с изотропной щелью (чистая s -симметрия) андреевские минимумы наиболее интенсивны и симметричны. Поскольку $dI(V)/dV$ представляет собой сумму парциальных проводимостей каждой из зон, то для двухщелевого сверхпроводника с параметрами порядка, реализующимися в разных зонах и имеющих близкие значения амплитуды (нами взяты величины $\Delta_1 = 1$ и $\Delta_2 = 0,9$), СГС будет представлять собой серию дублетных особенностей (спектр № 1 на рис. 4(б)). Хорошо видно, что оба минимума, составляющие дублет, также достаточно резки и симметричны, при этом проводимость в интервалах eV_n от $2\Delta_1/n$ до $2\Delta_2/n$ успевает выйти на постоянный ход. Спектр № 3 показывает, как изменится форма дублета в случае 10 % анизотропии щели в k -пространстве, т.е. для распределения вида $\Delta(\theta) = 1 + 0,05[\cos(4\pi\theta) - 1]$. Видно, что анизотропия в пространстве импульсов приводит к появлению достаточно резких минимумов тонкой структуры, отвечающих минимальному и максимальному значению щели, согласно угловому распределению $\Delta(\theta)$. Оба минимума асимметричны и соединены аркой, свод которой не достигает общего хода спектра. Сильная анизотропия параметра порядка (спектры 3–5 на рис. 4(б)) усложняет интерпретацию $dI(V)/dV$ -спектров.

Интенсивность СГС на спектрах 3–5 сильно занижена относительно особенностей на кривых 1, 2 (рис. 4(б)). Кривая 3 соответствует 50 % анизотропии щели в k -пространстве. Здесь, по сравнению со спектром 2, арки дублетов «растягиваются»: например, для основной субгар-

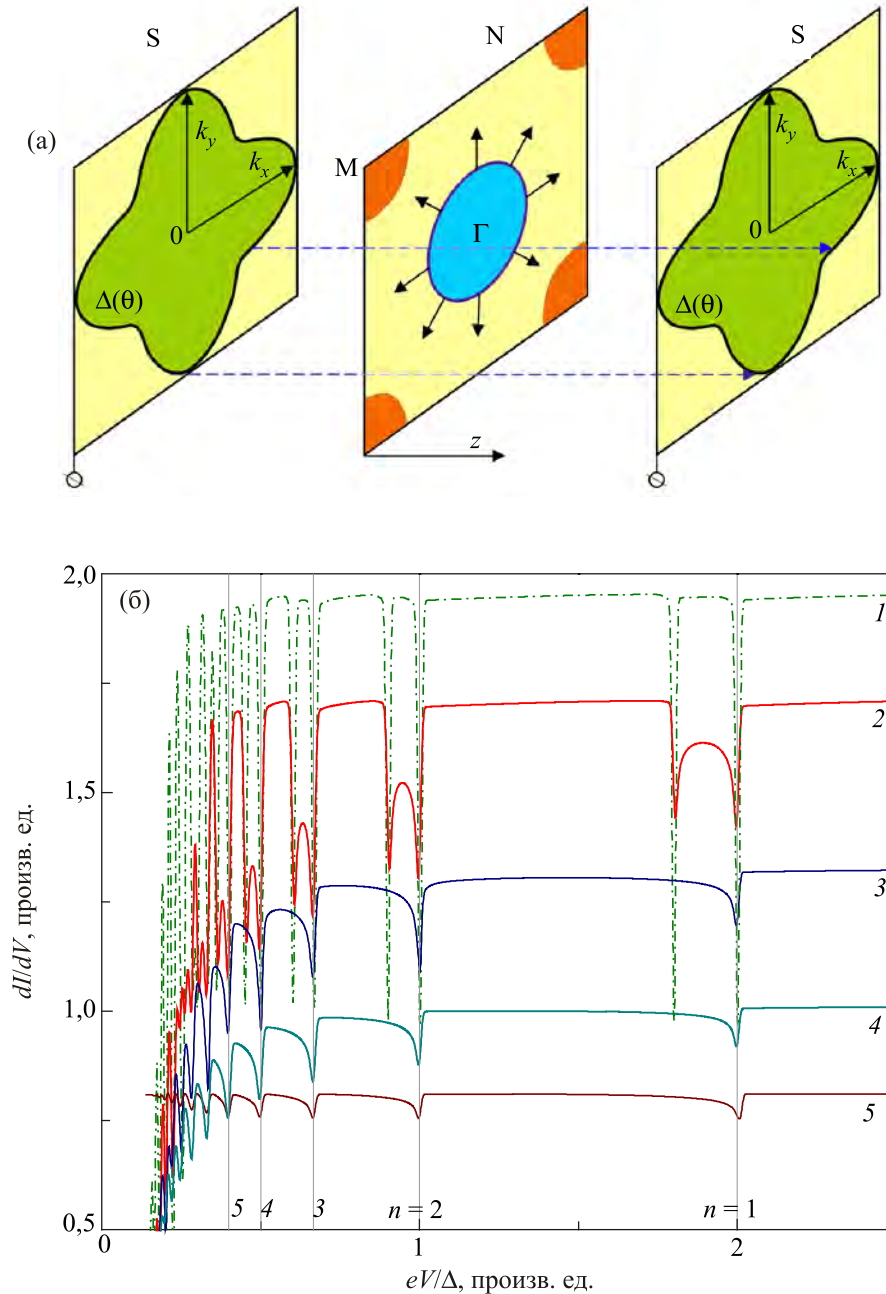


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Схема переноса носителей через SnS контакт вдоль c -направления в случае сверхпроводника с анизотропной в ab -плоскости щелью. Буквой М обозначен центр электронной зоны (оранжевая), дырочная зона условно обозначена буквой Γ и синим овалом (а). Качественный расчет вида андреевских особенностей на динамической проводимости SnS контакта (на основе результата Деверо и Фулде [105] для сверхпроводника с изотропным параметром порядка): с двумя независимыми параметрами порядка близких амплитуд (спектр 1), с 10% анизотропии щели в k_{xy} -плоскости (гофрированный s -волновой тип симметрии) (2), с 50% анизотропией щели в k_{xy} -плоскости (3), с 100% анизотропией щели в k_{xy} -плоскости (есть нули, нет смены знака) (4), с d -волновой симметрией щели (5) (б).

моники с $n = 1$ минимум, соответствующий меньшему экстремуму щели, сливается с более энергетической частью экстремума второй субгармоники $2\Delta_{\min}/e = 2\Delta_{\max}/2e$; таким образом, визуально на спектре остается СГС, состоящая из асимметричных минимумов, причем четные андреевские минимумы более выражены, чем нечетные. Для произвольной анизотропии щели, превышающей 50 %, составляющие n -го андреевского

минимума будут перекрываться с особенностями порядка $n + 1$. Очевидно, что для случая 100 % анизотропии (т.е. когда параметр порядка сохраняет знак, но имеет точки зануления по направлениям в k -пространстве) будет наблюдаться серия асимметричных особенностей, положение которых соответствует максимальной амплитуде щели (спектр 4). Этот случай напоминает реализацию d -волновой (знакопеременной) симметрии щели

(см. спектр 5; получен в работе [105]), за исключением слабо отличающейся формы минимумов и их относительной амплитуды, которая в случае d -симметрии становится минимальной. В целом, в отличие от усиления четных субгармоник на спектре 3, в двух последних случаях амплитуда СГС постепенно падает с увеличением n .

Подытоживая, отметим, что высокое качество андреевских спектров, получаемых с помощью техники «break-junction», дает возможность воспроизводимо наблюдать тонкую структуру андреевских минимумов и делать выводы относительно типа симметрии щели. В наших экспериментах могут быть идентифицированы СГС, соответствующие щели как с чистой s -волновой симметрией, так и с анизотропией до $\sim 40\%$, а также щели с нулями (так называемыми «nodes») в угловом распределении. Различить случаи сильной анизотропии, превышающей $\sim 40\%$, d -симметрии и наличия нулей без смены знака параметра порядка (полностью анизотропный s -тип) методом SnS андреевской спектроскопии практически невозможно. В гипотетическом случае анизотропии параметра порядка вдоль c -направления произойдет уширение и размытие андреевских минимумов с сохранением их симметрии либо асимметрии.

4. «Break-junction» эксперименты на слоистых высокотемпературных сверхпроводниках

4.1. Туннельная спектроскопия ВТСП купратов. Внутренний эффект Джозефсона

В наших экспериментах на слоистых ВТСП область слабой связи может быть электрически эквивалентна как изолятору (SIS контакт), так и нормальному металлу (SnS контакт). Расслоить купратные образцы методом, изображенным на рис. 1, совсем несложно; при этом микротрещина обычно разделяет наиболее слабосвязанные (вдоль c -направления) блоки кристаллической структуры. Так, к примеру, в соединениях $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_n\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{2n+6}$ разделенными оказываются два BiO-слоя, находящиеся в середине слейсера, который играет роль изолятора. Таким образом, микротрещина создает контакт с так называемой слабой связью, электрически эквивалентный туннельному SIS контакту. На вольт-амперной характеристике получаемого контакта обычно наблюдается строго вертикальный участок при $V = 0$, т.е. джозефсоновский сверхток, амплитуда которого демонстрирует «фраунгоферовские» осцилляции даже в относительно слабом магнитном поле по закону $|\sin(x)/x|$ [31], что служит однозначным доказательством джозефсоновской природы сверхтока. Также на ВАХ наблюдается щелевая особенность — резкий рост квазичастичного тока при $V = 2\Delta/e$, где Δ — величина параметра порядка. При $T \ll T_c$ величина сверхпроводящей щели может быть с хорошей точностью определена непосредственно из положения максимума; при

увеличении температуры положение туннельного пика не соответствует $2\Delta/e$ и щель следует определять с помощью аппроксимации экспериментального $dI(V)/dV$ -спектра моделью Дайнса [4].

Экспериментально [106–108] и теоретически [109] показано, что ВТСП купраты представляют собой естественную сверхрешетку SISI-...S вдоль c -направления: роль «S» играют сверхпроводящие плоскости CuO_2 (интеркалированные кальцием), а в качестве изоляторов выступают оксидные слои-спейсеры. Таким образом, кристалл ведет себя как стопка (в c -направлении) последовательно включенных джозефсоновских контактов. В подобных стопочных структурах, созданных в Bi-2212, впервые наблюдался внутренний эффект Джозефсона [80,110]: на $dI(V)/dV$ -спектрах присутствовали туннельные максимумы на смещениях, кратных полной энергии щели: $V = 2\Delta \times m/e$, где m — натуральное число контактов в стопке. Так, уникальная слоистая структура ВТСП купратов дает возможность исследовать их свойства методом, основанным на внутреннем эффекте Джозефсона, — внутренней туннельной спектроскопией. Впоследствии наличие внутреннего эффекта Джозефсона было подтверждено в исследованиях мезоструктур на базе ВТСП купратов наблюдением ветвления ВАХ при токе в c -направлении [106–108], фраунгоферовских осцилляций джозефсоновского сверхтока мезоструктур [111] и геометрических резонансов Фиске [112].

На рис. 5 показана типичная ВАХ туннельного контакта (красная кривая), созданного в слабо передопированном образце Bi-2212 с критической температурой $T_c \approx 88$ К и величиной параметра порядка $\Delta \approx 25$ мэВ, а также $dI(V)/dV$ -спектры туннельных SISI-...-S стопок, содержащих $m = 7$ и $m = 12$ контактов (черная и светлосиреневая кривые соответственно). Приведенная ВАХ относится к черной $dI(V)/dV$ -кривой, и на вставке к рис. 5 показан ее увеличенный фрагмент вблизи нулевого смещения, содержащий джозефсоновский сверхток (заметно подавленный магнитным полем Земли). На спектрах динамической проводимости хорошо видны резкие туннельные максимумы, соответствующие энергиям $eV = 7 \times 2\Delta \approx 343$ мэВ и $eV = 12 \times 2\Delta \approx 596$ мэВ. Отметим, что положение основных особенностей туннельных спектров симметрично, что исключает наличие заряда на поверхности криогенных сколов. Отсутствие гистерезиса и ветвления ВАХ указывает на эквивалентность SIS контактов, составляющих две эти стопки, полученные методом «break-junction». Очевидно, что для определения числа контактов в стопке необходимо нормировать ось смещений на соответствующие натуральные числа m ; после такой нормировки положение особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах совпадает.

Известно, что в монокристаллах купратных ВТСП присутствуют винтовые дислокации, причем сверхток, проходящий по ним, шунтирует туннельный транспорт

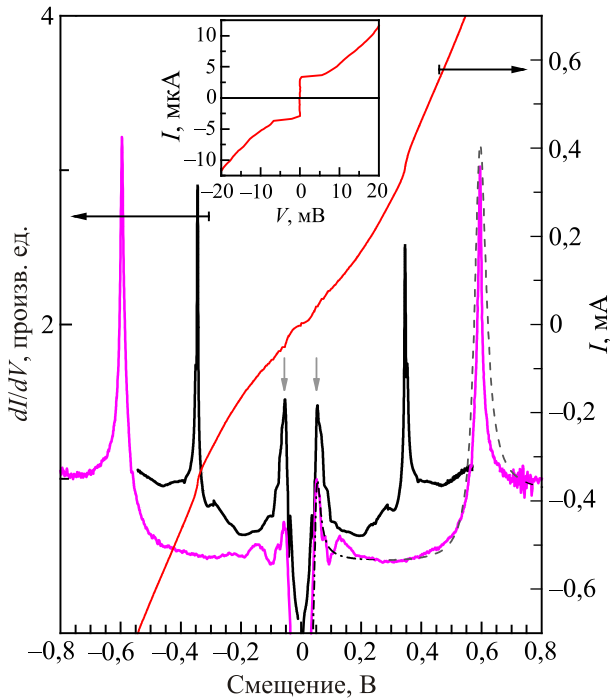


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Спектры динамической проводимости $dI(V)/dV$ (левая ось) стопочных туннельных SISI-...-S структур (черная и светло-сиреневая кривые соответствуют стопкам, состоящим из 7 и 12 последовательных контактов) в передопированном Bi-2212 с $T_c \approx 88$ К. $T = 4,2$ К. Вольт-амперная характеристика (красная кривая, относящаяся к правой вертикальной оси) приведена для стопки из 7-ми контактов (черная $dI(V)/dV$ -зависимость). Серые стрелки указывают на туннельные максимумы, соответствующие $2\Delta/e$ в одиночных SIS контактах база–база. На вставке показан увеличенный фрагмент ВАХ, демонстрирующий джозефсоновский сверхток. Штриховая и штрихпунктирная линии соответствуют фрагментам теоретических $dI(V)/dV$, рассчитанных на основе модели Дайнса [4]. Взято из [119].

вдоль c -направления сквозь SISI-...-S структуру. Поэтому в break-junction эксперименте на купратах ступенька на криогенном сколе, образующая стопочный контакт, обычно зашунтирована сверхпроводящими берегами, так называемым контактом база–база. Параллельный контакт база–база также дает заметный вклад в динамическую проводимость контакта на микротрещине в виде туннельных максимумов на смещениях $|V| = 2\Delta/e$ и, естественно, соответствует одиночному SIS контакту. Еще раз отметим, что использование источника тока и аппаратной записи именно dI/dV -, а не dV/dI -зависимости гарантирует неизменность масштаба по смещению V в случае образования контактов в параллель к исследуемому.

Подобные особенности от шунтирующего контакта база–база при $eV \approx 52$ мэВ хорошо видны на $dI(V)/dV$ -спектрах стопок, показанных на рис. 5, и отмечены се-

рыми стрелками. Заметим, что положение максимумов туннельного квазичастичного тока для контакта база–база не масштабируется с количеством контактов m в исследуемой стопке и не меняется в процессе механической перестройки, в отличие от основных щелевых особенностей стопочного контакта. Во-первых, это говорит о том, что максимумы на 52 мВ нельзя интерпретировать как щелевые особенности от второго параметра порядка (так как в таком случае их положение также масштабировалось бы синхронно с m). Во-вторых, эти особенности являются проявлением именно объемной сверхпроводящей щели: при измерении $dI(V)/dV$ -спектра в интервале $0 < T < T_c$ максимумы контакта база–база определяют температурную зависимость щели, соответствующую данным для стопочного контакта. Следовательно, влияние контакта база–база всегда может быть однозначно идентифицировано в эксперименте. Вместе с тем, наблюдение особенностей от SIS контакта база–база позволяет напрямую определить величину 2Δ , что заметно упрощает определение числа контактов в исследуемой стопке.

В процессе механической перестройки криогенные сколы скользят вдоль ab -плоскостей: точка касания «перескакивает» с одной террасы на другую; меняется высота ступенек, количество «работающих» слоев и, следовательно, число контактов в стопке m . Прецизионно варьируя прогиб подложки, можно получать SISI-...-S структуры с различными m ; при этом на $dI(V)/dV$ -спектре положение туннельных максимумов будет меняться кратно 2Δ . В работах Я.Г. Пономарева и др. [30,43,110] на одном и том же образце наблюдались стопки, состоящие из $m = 2-25$ контактов; типичное значение сопротивления $R = 2-2000$ Ом на каждый SIS контакт позволяло записывать $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристики стопок с большим числом контактов, практически исключая перегрев.

На рис. 5 для сиреневой кривой в качестве примера приведен фитинг особенностей как от стопочного туннельного контакта ($m = 12$), так и от одиночного контакта база–база. Аппроксимация по модели Дайнса [4] не учитывает анизотропию сверхпроводящей щели в импульсном пространстве $\Delta(\theta)$, но, тем не менее, позволяет удовлетворительно описать обе туннельные особенности и оценить параметр размытия Γ . Так, для стопочного контакта $\Gamma = 2-4\%$ от энергии Δ , а для контакта база–база $\Gamma \approx 25\%$, что прямо говорит о дефектности, казалось бы, почти идеального криогенного скола и указывает на то, что естественные стопочные контакты являются значительно более надежным объектом для исследования физических свойств слоистых сверхпроводников по сравнению с поверхностью криогенных сколов.

В наших экспериментах величины параметра порядка и их температурные зависимости, получаемые с помощью джозефсоновской спектроскопии одиночных

SIS контактов и внутренней джозефсоновской спектроскопии структур SISI...S совпадают, воспроизводятся, не зависят от геометрии и сопротивления контакта, а также от числа контактов в стопке.

4.2. Методика «break-junction» как инструмент исследования оптических фононов в ВТСП-купратах.

Высокое качество ВАХ и $dI(V)/dV$ -характеристик джозефсоновских контактов и стопочных структур, полученных в «break-junction» экспериментах, предоставило возможность разрешать не только основные щелевые особенности, но и тонкую структуру спектров. В работах [8,30,36,37] наблюдалась четкая воспроизводящаяся структура, соответствующая возбуждению оптических фононов. Примером получения тонкой структуры, соответствующей энергии оптических раман-активных фононных мод, может служить рис. 6 [113]. Для недодопированного образца Bi-2212 с $T_c = 21$ K хорошо виден набор особенностей, лежащих внутри смещения $2\Delta/e$. То, что эти резонансы вызваны именно переменным джозефсоновским сверхтоком несложно проверить: при подавлении амплитуды последнего относительно слабым магнитным полем, амплитуда особенностей на $dI(V)/dV$ -спектре также уменьшается. Эксперимент показывает, что изменения этих амплитуд пропорциональны,

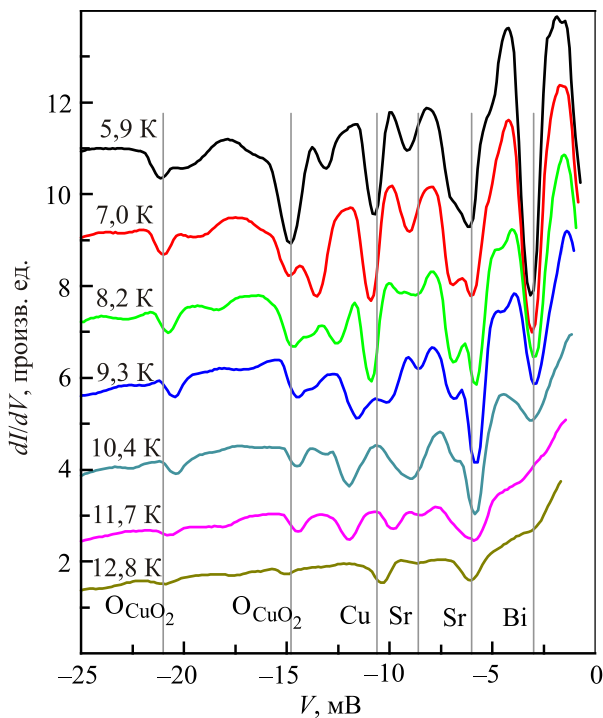


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Фрагмент спектра динамической проводимости SIS контакта на микротрещине в недодопированном образце Bi-2201(La) с $T_c \approx 21$ K в интервале температур 5,9–12,8 K. Положение особенностей, вызванных взаимодействием переменного джозефсоновского тока с оптическими фононными модами, отмечено вертикальными линиями. Взято из [113].

причем при полном подавлении джозефсоновского сверхтока особенности, которые можно связать с оптическими фононами, исчезают. Надежной проверкой является также вариация температуры: на рис. 6 и соответствующей температурной зависимости особенностей с рис. 7(a) хорошо видно, что на положение тонкой структуры эта вариация не влияет. Энергия фононов определяется из положения особенностей тонкой структуры как $2eV_{ph}$ и соответствует положению оптических фононных мод в ВТСП купратах, определенных по данным рамановских исследований [114–117].

Пономаревым и др. было показано [8,30,37], что полученные фононные частоты не зависят от температуры (см. рис. 6, 7(a)), концентрации допантов (см. рис. 7(б)) и числа плоскостей CuO_2 и воспроизводятся на купратных образцах различных семейств. Таким образом, однозначно приходим к выводу о том, что в SIS контактах, полученных вдоль c -направления кристаллической решетки, переменный джозефсоновский сверхток резонансно возбуждает когерентные раман-

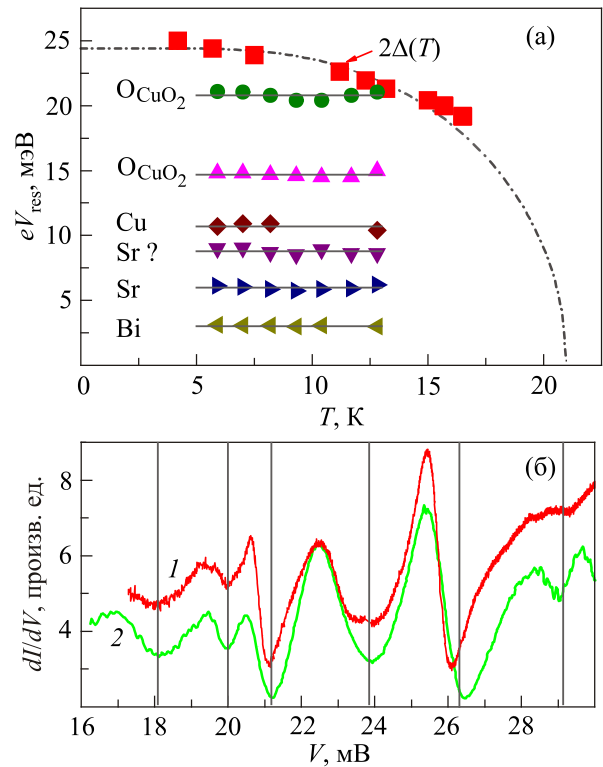


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость сверхпроводящей щели $2\Delta(T)$ (■) и положений особенностей $dI(V)/dV$ -спектра, вызванных взаимодействием переменного джозефсоновского тока с оптическими фононными модами (кружки, треугольники, ромбы) (по данным рис. 6) (а). Сравнение тонкой структуры участка $dI(V)/dV$ -спектров ($T = 4,2$ K) SIS контактов, полученных в недодопированном (1) и оптимально допированном (2) Bi-2212(La). Положения фононных резонансов воспроизводятся и показаны вертикальными линиями (б). Взято из [113].

активные оптические фононы, что указывает на важность сильного электрон-фононного взаимодействия в механизме высокотемпературной сверхпроводимости купратов [30,36,37,118]. Отметим также, что резонансного возбуждения магнонов в SIS контактах, полученных на микротрещине, нами обнаружено не было [8,30,37].

4.3. Проявление эффекта многократных андреевских отражений в эксперименте

В образцах $\text{BiSr}(\text{La})\text{CaCuO}$ [30,31,81] атомы-допанты лантана изменяли структуру спейсера, в результате чего область слабой связи контактов на микротрещине часто проявляла свойства тонкого (баллистического) слоя нормального металла. В эксперименте наблюдались ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры, типичные для чистого SnS андреевского режима высокой прозрачности [6,85–88]. Позже андреевские контакты были получены в YBaCuO [29,44,45].

Если при определенных условиях спейсер проявляет свойства нормального металла, по аналогии с внутренним эффектом Джозефсона можно предположить, что слоистая структура кристалла реализуется в виде SnSn...-S стопки эквивалентных андреевских контактов. Действительно, группой Я.Г. Пономарева методом получения контактов на микротрещине на образцах $\text{BiSr}(\text{La})\text{CaCuO}$ впервые наблюдался эффект внутренних многократных андреевских отражений [81]. Положение андреевских субгармоник на спектре динамической проводимости масштабировалось в целое число раз по сравнению с $dI(V)/dV$ -одиночного SnS контакта:

$$V_n = 2\Delta \cdot m/en, \quad m \text{ — число контактов в стопке,} \\ m, n \text{ — натуральные числа.} \quad (2)$$

Впоследствии эффект внутренних многократных андреевских отражений неоднократно наблюдался в других слоистых материалах: купратах различных семейств [30,36,37,119], $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ [36,48,49,51,52], моно- и поликристаллах железосодержащих сверхпроводников [66–69,71,72,74–77]. Отметим, что особенности, вызванные вкладом контактов база–база, в SnS андреевском режиме наблюдались нами крайне редко. Это может быть связано, очевидно, с тем, что большая площадь контактов база–база (сравнимая с шириной террас) в разы превышает длину свободного пробега носителей, т.е. не обеспечивает баллистический транспорт и препятствует наблюдению андреевских отражений.

Большое число наблюдаемых андреевских субгармоник (до $n = 5$) в купратных образцах позволило с высокой точностью определить амплитуду щели, а получение как туннельных, так и андреевских $dI(V)/dV$ -спектров на одном образце дало возможность набора статистики данных по четырем методам исследования и обеспечило проверку воспроизводимости результатов. После нормировки спектров на соответствующее число m контактов в

стопке положение основной щелевой особенности — максимума в туннельном режиме и минимума в андреевском режиме на смещении $2\Delta/e$ — совпадало. Так, четыре метода туннельной спектроскопии (два поверхностных и два объемных), реализованные с помощью «break-junction», продемонстрировали совпадающие величины сверхпроводящих щелей, тем самым подтверждая объемную природу наблюдаемых параметров порядка Δ и достоверность полученных результатов [36,37]. Скейлинг Δ и T_c наблюдался как для недодопированных купратов на базе Bi, Hg и Tl, так и для передодопированных [30,36,37,113,119]. Таким образом, в «break-junction» экспериментах был обнаружен именно сверхпроводящий параметр порядка, а не псевдощель.

4.4. Туннельная и андреевская спектроскопия $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$

Диборид магния, имеющий слоистую кристаллическую структуру и самую высокую для бинарных соединений критическую температуру $T_c \approx 40$ К [89] в отсутствие допирования и приложения давления, во многом аналогичен ВТСП купратам [36,37,120]. Тем не менее, поскольку сильный изотопический эффект по бору однозначно указывает на фононный характер механизма спаривания в MgB_2 [121], то для многих исследователей желание описать феномен сверхпроводимости в MgB_2 лишь сильным электрон-фононным взаимодействием и значениями характеристического отношения $2\Delta/k_B T_c < 5$, является чрезвычайно соблазнительным [122–124]. Как известно, наиболее удивительным результатом теоретических исследований диборида магния стало предсказание двухщелевой сверхпроводимости [125,126]. Уровень Ферми MgB_2 пересекают два типа зон (квазидвумерные дырочные σ -зоны около Γ точки зоны Бриллюэна, образованные s -орбиталями бора, и трехмерные электронные и дырочные π -зоны, образованные p -орбиталями магния около M точки), в которых при $T < T_c$ образуется как минимум два независимых сверхпроводящих конденсата. В работах [126] было учтено расщепление листов поверхностей Ферми в σ - и π -зонах, что приводило к появлению дублетных пиков теоретической квазичастичной плотности состояний и реализации четырехщелевого приближения (т.е. наличия двух близких σ - и двух почти совпадающих π -щелей).

В наших экспериментах кристаллическая решетка образцов $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ проявляла свойства как изолятора, так и нормального металла, а благодаря слоистой структуре на ступеньках и террасах криогенных сколов формировались стопочные SIS и SnS контакты [36,37,48–52]. Таким образом, как и в купратах, мы получили возможность применения четырех видов спектроскопии, основанных на четырех туннельных эффектах, для исследования структуры сверхпроводящих параметров порядка.

Полученные нами спектры контактов на микротрещине в $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ не описываются однощелевой моде-

лю. На $dI(V)/dV$ -спектрах контактов в образцах MgB_2 с максимальными $T_c \approx 40$ К присутствовали щелевые особенности от большой щели $\Delta_\sigma = (10,5 \pm 1)$ мэВ и малой щели $\Delta_\pi = (2 \pm 0,5)$ мэВ. Как при увеличении концентрации допирующего алюминия, так и при увеличении степени беспорядка кристаллической структуры, мы наблюдали скейлинг σ -щели и T_c в диапазоне критических температур $T_c = 11\text{--}40$ К; амплитуда π -щели при этом оставалась практически постоянной вплоть до $T_c \approx 15$ К (что примерно соответствует «собственной» критической температуре трехмерного π -конденсата в гипотетическом случае нулевого межзонного взаимодействия), после чего при $T_c < 15$ К начинала монотонно уменьшаться. Мы не наблюдали ожидаемую в работах [127,128] изотропизацию параметров порядка (перехода в «грязный предел») вплоть до $T_c \approx 11$ К [36,48,51].

На рис. 8 показаны фрагменты $dI(V)/dV$ -спектров контактов на микротрещине, содержащие особенности от малой π -щели и полученные в поликристаллическом образце MgB_2 с $T_c \approx 35$ К с помощью последовательной механической перестройки [113]. Нижний $dI(V)/dV$ -спектр на рис. 8 соответствует SnS андреевскому контакту высокой прозрачности: хорошо видны первая и вторая андреевские субгармоники на смещениях $V_1 \approx \pm 4$ мВ и $V_2 \approx \pm 2$ мВ соответственно. Таким образом, согласно формуле (1), амплитуда малой щели составляет $\Delta_\pi \approx 2$ мэВ. При больших смещениях также виден андреевский минимум ($n_\sigma = 2$), положение которого соответ-

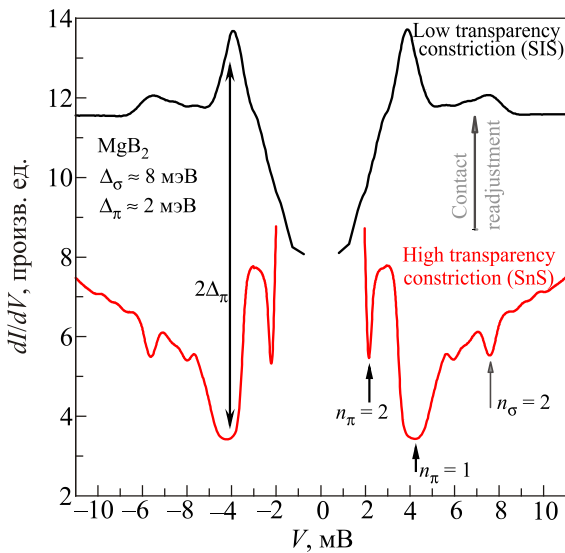


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Переход области слабой связи ScS контакта в MgB_2 с $T_c \approx 35$ К из режима высокой прозрачности (SnS, нижний $dI(V)/dV$ -спектр) в режим низкой прозрачности (SIS, верхний спектр) для носителей π -зоны. $T = 4,2$ К. Положение минимумов СГС для $\Delta_\pi \approx 2$ мэВ показано черными стрелками и значками $n_\pi = 1, 2$, туннельные пики π -щели обозначены как $2\Delta_\pi$; андреевский минимум $n_\sigma = 2$ от большой $\Delta_\sigma \approx 8$ мэВ отмечен серой стрелкой.

ствует большой щели $\Delta_\sigma \approx 8$ мэВ. При плавной механической перестройке геометрии контакта основные щелевые $2\Delta_\pi$ -минимумы обратились в максимумы: верхний спектр динамической проводимости типичен для SIS контакта, при этом положение туннельных пиков и амплитуда π -щели не изменились. Можно предположить, что при скольжении криогенных сколов вдоль ab -плоскостей произошло уменьшение прозрачности области слабой связи ScS контакта, что, в соответствии с моделями [85,86], повлекло переход из андреевского (с избытком тока) в туннельный режим (с недостатком тока). Подобный SnS–SIS переход одного и того же контакта, полученного на микротрещине, неоднократно наблюдался нами в break-junction экспериментах на $Mg_{1-x}Al_xB_2$ [48,49] и купратах [29,44,45,119]. Впервые подобный эффект наблюдался, по-видимому, на ниобиевых контактах на микротрещине Мюллером и др. [23].

В поликристаллах $Mg_{1-x}Al_xB_2$ нами также был обнаружен эффект *внутренних* многократных андреевских отражений [36,48,49,51]. На рис. 9 приведены ВАХ (левая вертикальная ось) и спектры динамической проводимости (правая ось) для двух стопочных контактов, полученных на образцах MgB_2 (из одной закладки) с критическими температурами $T_c \approx 40$ К. ВАХ с заметным избыточным током при малых смещениях («пьедесталом») типична для эффекта внутренних многократных андреевских отражений в баллистическом SnS контакте (высокой прозрачности). Используя для оценки произведение объемного уде-

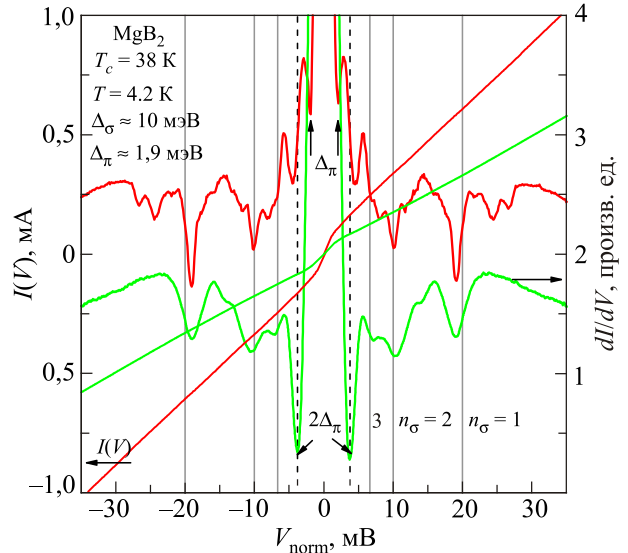


Рис. 9. (Онлайн в цвете) Нормированные по смещению на один контакт ВАХ (левая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектры (правая ось) андреевских SnSn–...–S структур (верхний спектр — $m = 5$ контактов, нижний спектр — $m = 2$), полученных на образцах MgB_2 из одной закладки с $T_c \approx 40$ К. $T = 4,2$ К. Минимумы СГС от большой щели $\Delta_\sigma \approx 10$ мэВ отмечены серыми вертикальными линиями и значками $n_\sigma = 1, 2, 3$; СГС от малой щели $\Delta_\pi \approx 1,9$ мэВ — пунктиром и стрелками.

льного сопротивления и длины свободного пробега носителей $\rho l \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ [129], а также формулу Шарвина [84] $R = 4\rho l / (3\pi a^2)$, можно оценить диаметр контакта $2a$. Для исследованных нами поликристаллов MgB_2 с максимальными T_c $\rho \approx 2 \text{ мОм} \cdot \text{см}$, тем не менее, показано, что удельное сопротивление монокристаллов как минимум в четыре раза ниже [130], тогда $l \approx 40 \text{ нм}$; именно последние величины ρ и l актуальны для нашей оценки, в силу того, что «break-junction» экспериментах ScS контакт создается в пределах расколывшегося зерна диаметра d . Взяв характерное сопротивление для получаемых нами SnS контактов $R \approx 1\text{--}60 \text{ Ом}$ (см. рис. 9, 10), получим $2a \approx 2\text{--}18 \text{ нм} \ll l < d$. Полученный диаметр оказался меньше длины свободного пробега носителей, что указывает на баллистический транспорт через контакт на микротрещине, дающий возможность наблюдать эффект многократных андреевских отражений. Из приведенной выше оценки следует, что величина $2a$ на порядки меньше размера кристаллитов в использованных нами поликристаллах MgB_2 [131], что не противоречит нашему предположению о локальном образовании стопочных наноструктур на ступеньках и террасах расколывшихся кристаллитов.

ВАХ и спектры динамической проводимости (см. рис. 9) стопочных контактов были нормированы на $m = 5$ (верхняя кривая) и $m = 2$ (нижняя). Количество контак-

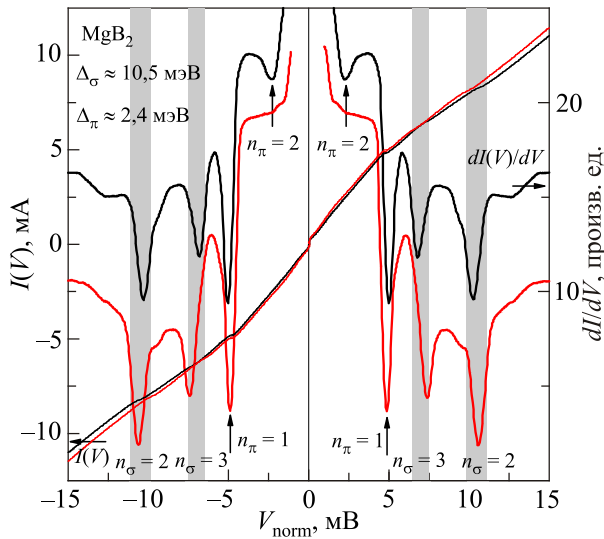


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Нормированные по смещению на один контакт ВАХ (левая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектры (правая вертикальная ось) андреевских SnSn-...-S структур ($m = 4$ контакта), полученных последовательно с помощью механической перестройки на одном и том же образце MgB_2 с $T_c \approx 40 \text{ К}$. $T = 4,2 \text{ К}$. Минимумы СГС от большой щели $\Delta_\sigma \approx 10,5 \text{ мэВ}$ отмечены серыми вертикальными линиями и значками $n_\sigma = 2, 3$; СГС от малой щели $\Delta_\pi \approx 2,4 \text{ мэВ}$ — стрелками и значками $n_\pi = 1, 2$.

тов в стопках было определено путем подбора наименьших целых чисел, на которые необходимо разделить ось смещений, чтобы добиться совпадения положений щелевых особенностей. На нижней $dI(V)/dV$ -характеристике хорошо видна двухщелевая СГС. Интенсивные минимумы, расположенные на $eV_{n\sigma=1} \approx 19,2 \text{ мэВ}$, $eV_{n\sigma=2} \approx 10 \text{ мэВ}$ и $eV_{n\sigma=3} \approx 6,9 \text{ мэВ}$ и отмеченные на рис. 9 вертикальными сплошными линиями, в соответствии с формулой (1) удовлетворяют положениям первой, второй и третьей субгармоник σ -щели $\Delta_\sigma \approx 10 \text{ мэВ}$ с характеристическим отношением теории БКШ $2\Delta_\sigma/k_B T_c \approx 5,8$. Заметим, что при попытке интерпретировать эти спектры как соответствующие 10- и 4-контактным стопкам формула для СГС давала бы величину большой щели $\Delta_\sigma \approx 5 \text{ мэВ}$ и характеристического отношения $2\Delta_\sigma/k_B T_c \approx 2,9$, что ниже БКШ предела слабой связи 3,52 и было бы невозможно для ведущей зоны. Минимумы на $dI(V)/dV$ -спектрах, расположенные на меньших смещениях $eV_{n\pi=1} \approx 3,8 \text{ мэВ}$ и $eV_{n\pi=2} \approx 1,9 \text{ мэВ}$ и отмеченные на рис. 9 вертикальным пунктиром и стрелками, имеют гораздо большую интенсивность относительно андреевских особенностей с $n > 2$ от большой σ -щели, не соответствуют по положению ее четвертой субгармоники (которая, согласно формуле (1), ожидается на $eV_{n\sigma=4} \approx 5 \text{ мэВ}$) и, следовательно, не могут быть отнесены к СГС от Δ_σ . Данные минимумы составляют, очевидно, СГС от малой щели $\Delta_\pi \approx 1,9 \text{ мэВ}$. Можно видеть, что полученные величины σ - и π -щелей воспроизводятся и не зависят от числа контактов в стопке, что однозначно говорит об их объемной природе.

На рис. 10 приведены ВАХ (левая вертикальная ось) и спектры динамической проводимости (правая ось) для двух 4-контактных SnSn ...-S стопок, полученных в одном и том же образце MgB_2 с критической температурой $T_c \approx 40 \text{ К}$ (кривые на рис. 10 нормированы по оси смещений на $m = 4$). Контакты были сформированы последовательно при помощи плавной механической перестройки, в процессе которой, несмотря на вариацию геометрии контакта, практически не изменился вид спектра динамической проводимости, положение и форма андреевских минимумов СГС от Δ_σ и Δ_π . Следовательно, наблюдаемые особенности нельзя отнести к геометрическим резонансам. Более того, с уверенностью можно утверждать, что слабое изменение сопротивления контакта (см. рис. 10) вызвано изменением площади соприкосновения криогенных сколов, скользящих вдоль одной и той же террасы.

Достоверность определенных нами амплитуд щелей в системе $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ подтверждается согласованностью данных четырех методов спектроскопии, реализованных техникой «break-junction». В частности, получение сходных величин малой щели в экспериментах на одиночных и стопочных контактах говорит в пользу объемной природы параметра порядка Δ_π и невозможности интерпретировать наблюдаемые особенности в качестве

проявления поверхностной щели. Отметим, что максимальные величины большой щели $\Delta_\sigma = 10\text{--}11,5$ мэВ, определенные в MgB_2 с помощью техники «break-junction» нами [36,37,48–53], а также группой Екино $\Delta_\sigma = 9\text{--}12$ мэВ [34,54–56], согласуются друг с другом. Значения Δ_σ были подтверждены той же группой методом спектроскопии точечных контактов (PCAR) [94]. Тем не менее другие научные коллективы, использующие методики СТМ и PCAR, получили редуцированные значения $\Delta_\sigma = 6\text{--}8$ мэВ (в качестве обзора см. [20,90,91]), демонстрируя заметную чувствительность сверхпроводящих свойств диборида магния к качеству поверхности.

4.5. Режим селективной прозрачности ScS контактов на базе $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$

В процессе исследований ScS контактов на базе $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ нами были неоднократно получены характеристики дифференциальной проводимости, на которых структура от большой щели соответствовала режиму высокой прозрачности туннельного барьера, а особенности от малой щели — низкой (рис. 11). Так, формально являясь металлом для σ -дырок, барьер *c* может служить тонким изолятором для куперовских пар из π -зон. Так что же определяет прозрачность ScS контакта на базе MgB_2 ? Вообще говоря, изменяя расстояние между сверхпроводящими берегами, в эксперименте можно варьировать прозрачность барьера [82]. С другой стороны, теория БТК [5], разработанная для NIS контактов, указывает на то, что параметр прозрачности, обычно обозначаемый буквой *Z*, может определяться отношением фермиевских скоростей в сверхпроводнике и металле: $Z = (1 - v_F^S/v_F^N)/2\sqrt{v_F^S/v_F^N}$. Можно предположить, что, поскольку в MgB_2 значение фермиевской скорости v_F в *c*-направлении для куперовских пар из π -зон (по расчетам [132]) примерно в 9 раз превышает v_F для σ -пар, то отношения этих скоростей к v_F в тонкой металлической прослойке (роль которой в контакте могут выполнять слои Mg с разрушенным упорядочиванием атомов, находящиеся на поверхности криогенного скола) будут также отличаться примерно на порядок. Это обеспечивает разницу параметров прозрачности туннельного барьера $Z_{\sigma,\pi}$ для носителей из σ - и π -конденсатов соответственно, причем для последнего прозрачность получается в 2–4 раза ниже, чем для носителей из σ -конденсата. Таким образом, для π -пар более вероятен туннельный ток через ScS контакт, а для σ -носителей более характерен андреевский транспорт (*c*-область ведет себя как *n*). Существование такого режима селективной прозрачности косвенно описывает теоретическая работа [133].

На рис. 11 приведены ВАХ и динамическая проводимость ScS контакта селективной прозрачности, созданного в образце MgB_2 с $T_c \approx 40$ К. Положения

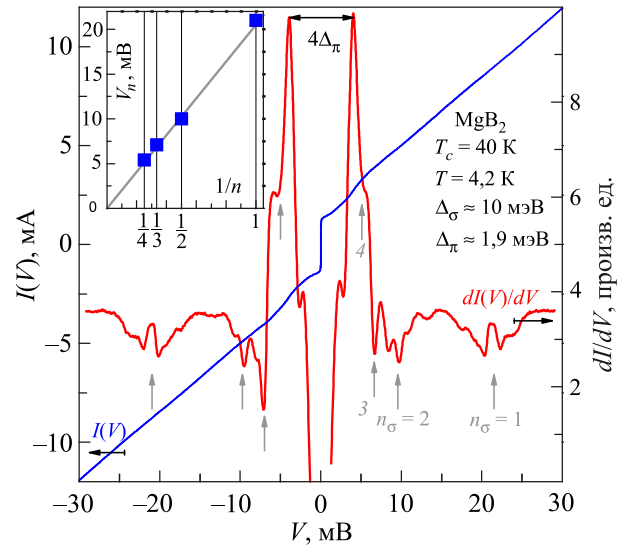


Рис. 11. (Онлайн в цвете) ВАХ (левая вертикальная ось) и спектр динамической проводимости (правая ось) контакта в режиме селективной прозрачности, полученного в образце MgB_2 с $T_c \approx 40$ К [113]. $T = 4,2$ К. СГС от большой щели $\Delta_\sigma \approx 10$ мэВ отмечена серыми стрелками и значками $n_\sigma = 1, 2, \dots$ (на вставке приведена зависимость положений середин дублетов СГС от их обратного номера $1/n$ для Δ_σ). Место слабой связи обладает высокой прозрачностью для двумерных σ -носителей, тем не менее, для трехмерной π -зоны прозрачность контакта низка. Туннельные максимумы от малой щели $\Delta_\pi \approx 1,9$ мэВ показаны черными стрелками. Взято из [113].

четырёх наблюдаемых минимумов субгармонической структуры от σ -щели $\Delta_\sigma \approx 10$ мэВ отмечены значками $n_\sigma = 1, 2, 3, 4$. Стоит обратить внимание на дублетный характер минимумов; можно предположить, что это вызвано расщеплением параметра порядка в σ -зонах (15–20%): образованием двух σ -щелей близких значений, открывающихся на вложенных друг в друга дырочных цилиндрах поверхности Ферми около Γ точки (что согласуется с теоретическими предсказаниями четырехзонной модели Чоя и др. [126]). Вместе с тем, подобные дублеты для Δ_π нами не наблюдались, что, возможно, связано с изотропизацией параметра порядка в трехмерных π -зонах. На вставке приведена зависимость положений андреевских субгармоник (взята середина дублетов) $V_{n\sigma}$ для σ -щели от их обратного порядкового номера. В соответствии с предсказанием формулы (1), получена линейная зависимость, проходящая через начало координат. Джозефсоновский сверхток на ВАХ этого контакта и щелевые максимумы на $eV = 2\Delta_\pi \approx 3,8$ мэВ говорят в пользу реализации эффекта Джозефсона для носителей π -зоны. Подобный вид $dI(V)/dV$ -спектров воспроизводится при механической перестройке контакта на микротрещине

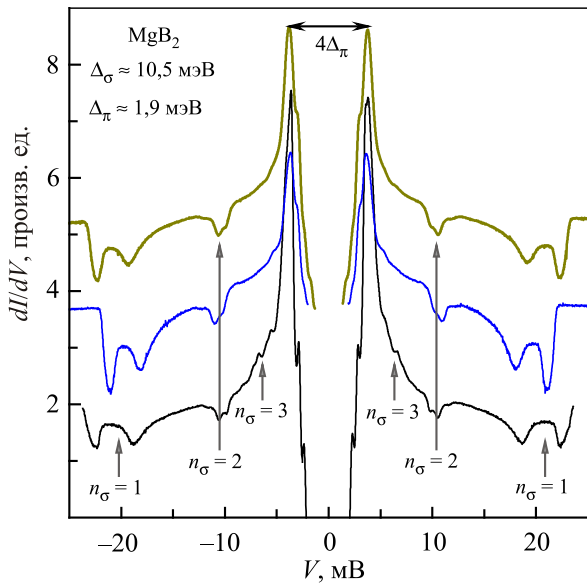


Рис. 12. (Онлайн в цвете) $dI(V)/dV$ -спектры ScS контактов в режиме селективной прозрачности, полученные в образце MgB_2 с $T_c \approx 40$ К последовательной перестройкой [113]. $T = 4.2$ К. Место слабой связи обладает высокой прозрачностью для двумерных σ -дырок и низкой для трехмерных π -носителей. Андреевские субгармоники σ -щели $\Delta_\sigma \approx 10,5$ мэВ отмечены серыми стрелками и значками $n_\sigma = 1, 2, 3$. Туннельные максимумы от малой щели $\Delta_\pi \approx 1,9$ мэВ показаны черными стрелками.

и не зависит от геометрических размеров контакта (рис. 12).

4.6. (Внутренняя) андреевская спектроскопия железосодержащих пниктидов и халькогенидов

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в пниктидах и халькогенидах железа [134] положило начало новому этапу интенсивных исследований ВТСП. До сих пор неясны детали механизма сверхпроводимости в этих материалах. На данный момент нет сомнений в том, что благодаря многоорбитальному характеру электронных и дырочных зон в новых материалах при $T < T_c$ реализуется несколько параметров порядка с выраженной анизотропией [103,104]. Предложены два механизма образования куперовских пар. Так называемая s^\pm -модель [104,135], основанная на близости антиферромагнитного порядка и сильном влиянии спиновых флуктуаций, предсказывает определенные принципы реализации знакопеременного параметра порядка в железосодержащих сверхпроводниках различных семейств [136]; тем не менее недавнее открытие немагнитного $ThNFeAs$ с критической температурой $T_c \approx 30$ К [137,138] не вписывается в разработанную теоретическую картину. Альтернативная s^{++} -модель не отрицает важность учета спиновых флуктуаций, рассматривая при этом в качестве основ-

ного механизма спаривание посредством орбитальных флуктуации, усиленное фононами. Эта модель успешно описывает экспериментальные данные, а анизотропия параметра порядка объясняется конкуренцией спинового и орбитального взаимодействий [103,139].

Существующие экспериментальные данные по амплитуде и анизотропии параметра порядка в железосодержащих сверхпроводниках крайне противоречивы, хотя важность точного определения щелевой структуры очевидна для установления механизма сверхпроводимости пниктидов и халькогенидов железа.

В наших «break-junction» экспериментах на железосодержащих сверхпроводниках различных семейств, в основном, реализовывался SnS андреевский режим высокой прозрачности. Туннельные спектры наблюдались только на монокристаллах селенида KFe_2Se_2 с $T_c \approx 18$ К (рис. 13). Особо хочется отметить, что «break-junction» оказалась одним из немногих методов, способных исследовать щелевую структуру 122-селенидов [73,140]: при любой степени чистоты и стехиометрии этому классу

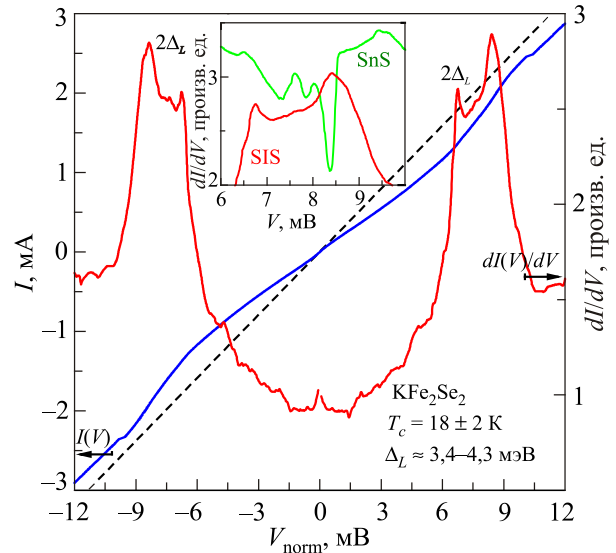


Рис. 13. (Онлайн в цвете) Нормированные по смещению на один контакт ВАХ (левая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектр (правая ось) SIS контакта ($m = 3$ контакта в стопке), полученного в монокристалле KFe_2Se_2 с $T_c \approx 18$ К. $T = 4,2$ К. Положения дублетных максимумов определяют величину щели $\Delta \approx 3,4-4,3$ мэВ (диапазон значений отражает анизотропию щели $\sim 25\%$). Линейная зависимость (штриховая линия) демонстрирует недостаток тока на ВАХ и приведена для сравнения. На вставке показан фрагмент данного спектра (2Δ -максимум), а также SnS контакта ($m = 2$ контакта в стопке), полученного на том же образце последовательно с помощью плавной механической перестройки (основной андреевский минимум $n = 1$). Смещение для обоих фрагментов нормированы на $m = 3$ и 2 , соответственно; положение 2Δ -особенностей (включая тонкую структуру, вызванную анизотропией) совпадает.

соединений свойственно фазовое расслоение, но сверхпроводящая фаза образуется только одна. При этом туннельный ScS контакт на микротрещине может быть получен именно между сверхпроводящими областями и не подвержен влиянию несверхпроводящих фаз. На рис. 13 приведены ВАХ и спектр динамической проводимости ($T = 4,2$ К) стопки из $m = 3$ SIS контактов на базе KFe_2Se_2 (нормированные на 3). На ВАХ заметен недостаток тока при $eV < 2\Delta$ (пунктирная линейная зависимость на рис. 13 приведена для сравнения), отсутствие джозефсоновского сверхтока при $V = 0$ может быть объяснено влиянием некомпенсированных магнитных моментов атомов железа. На производной ВАХ хорошо видны туннельные максимумы неклассической расщепленной формы, что может быть следствием $\sim 25\%$ анизотропии щели в k -пространстве. Несложно определить экстремумы в распределении параметра порядка $\Delta \approx 3,4-4,3$ мэВ с характеристическим отношением $2\Delta/k_B T_c \approx 4,4-5,5$, сходным с $2\Delta_L/k_B T_c$ для большой щели, оцененном нами в 122-селениде $(K_{0,7}Na_{0,3})_xFe_{2-y}Se_2$ с $T_c \approx 33$ К [73].

Сравним тонкую структуру туннельных пиков и андреевских минимумов, наблюдаемых на спектре SnS контакта, полученного в том же образце. На вставке к рис. 13 показаны фрагменты $dI(V)/dV$ -характеристик стопочных контактов: упомянутого выше SIS контакта ($m = 3$ контакта в стопке) и SnS контакта ($m = 2$), содержащие основные щелевые особенности на смещениях $eV = 2\Delta$. Хорошо видно, что после нормировки воспроизводится не только положение этих особенностей и их ширина, но и сложная (триплетная) тонкая структура: очевидно, угловое распределение щели достаточно сложно и не описывается ни одним из вариантов для $\Delta(\theta)$, взятого при расчетах на рис. 4. Тем не менее воспроизводящаяся тонкая структура, наблюдаемая на спектрах стопок с отличающимися количеством контактов m и площадью, является внутренним (объемным) свойством материала и не вызвана геометрическими эффектами или какими-то случайными факторами, присущими поверхности.

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных по сверхпроводящим оксидидам (система 1111). На рис. 14 приведен спектр динамической проводимости (черного цвета) одиночного контакта в образце $GdO_{1-x}F_xFeAs$ с критической температурой $T_c \approx 50$ К [141], измеренный при $T = 4,2$ К. Хорошо видна серия особенностей: наиболее интенсивные, расположенные на смещениях $V_{nL=1} \approx \pm 22$ мВ, и похожие по форме, но с меньшей амплитудой при $V_{nL=2} \approx \pm 11$ мВ (обозначены на рис. 14 как $n_L = 1$ и $n_L = 2$, соответственно); согласно формуле (1), эти минимумы определяют величину большой щели $\Delta_L \approx 11$ мэВ. Следующая особенность, расположенная при меньших смещениях, $V_{nS=1} \approx \pm 5$ мВ, не является третьей андреевской субгармоникой большой щели (ожидаемой при $V_{nL=3} \approx \pm 7,3$ мВ) и может быть интерпретирована как $n_S = 1$ минимум от малой щели

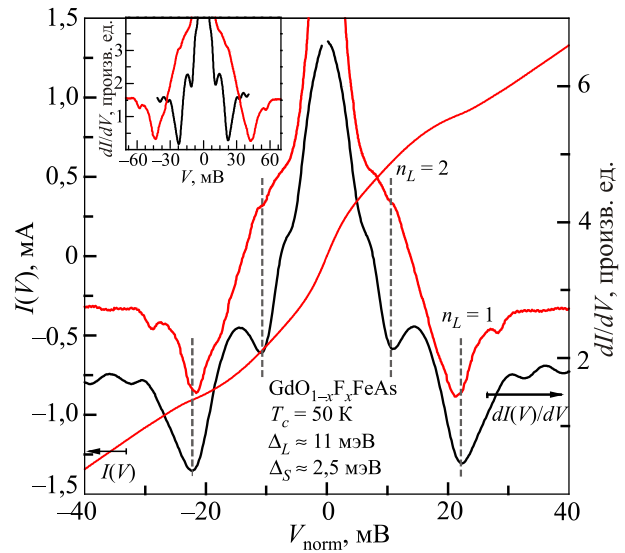


Рис. 14. (Онлайн в цвете) Динамическая проводимость одиночного SnS контакта (черная кривая), а также нормированные (красные кривые) ВАХ (левая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектр (правая вертикальная ось) двухконтактной стопки, полученные в оптимально допированных образцах $GdO_{1-x}F_xFeAs$ с $T_c \approx 50$ К. $T = 4,2$ К. Положения СГС для большой щели $\Delta_L \approx 11$ мэВ показаны штриховыми линиями и значками $n_L = 1, 2$. На вставке приведены данные спектры до нормировки.

$\Delta_S \approx 2,5$ мэВ. Принимая во внимание возможность образования стопочных структур, следует отметить, что спектр одиночного контакта интерпретируется однозначно. Взяв для оценки $T_c \approx 50$ К образца, можно вычислить характеристическое отношение для большой щели $2\Delta_L/k_B T_c \approx 5,1$. Если представить, что этот $dI(V)/dV$ -спектр соответствует стопочному контакту с $m \geq 2$, то характеристическое отношение будет $2\Delta_L/k_B T_c \approx 5,1/m \leq 2,55$, что по очевидным соображениям невозможно для «ведущей» щели, так как оказывается меньше БКШ-предела 3,52. Значит, мы можем использовать полученное характеристическое отношение для корректной нормировки спектров стопочных контактов (и определения соответствующих m) на образцах $GdO(F)FeAs$ с близкими T_c .

На вставке к рис. 14 приведен также $dI(V)/dV$ -спектр другого андреевского контакта, полученный в оптимально допированном $GdO(F)FeAs$. Ярко выраженный минимум динамической проводимости, расположенный на смещении $V \approx \pm 44$ мВ, подобен по форме с первой андреевской субгармоникой от Δ_L на рассмотренном выше одноконтактном спектре. На $V \approx \pm 22$ мВ видна вторая особенность, причем ее положение совпадает с минимумом $n_L = 1$ на спектре одиночного SnS контакта. Так как изменение величины большой щели в два раза при сходных T_c невозможно, предположим, что масштабирование смещений спектра в целое число раз произошло вследствие эффекта внутренних многократных

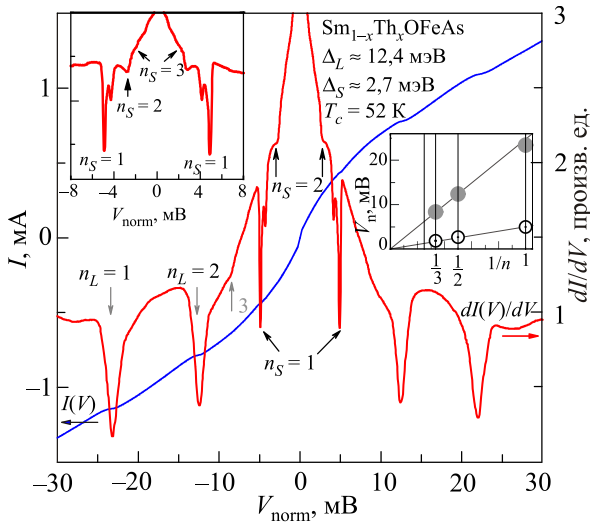


Рис. 15. (Онлайн в цвете) Нормированные по смещению на один контакт ВАХ (левая вертикальная ось) и динамическая проводимость (правая ось) SnS стопки ($m = 3$ контакта) в поликристалле $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$ с $T_c \approx 52$ К. $T = 4,2$ К. СГС большой щели $\Delta_L \approx 12,4$ мэВ показана серыми стрелками и значками $n_L = 1, 2, 3$; СГС от малой щели $\Delta_S \approx 2,7$ мэВ отмечена черными стрелками и значками $n_S = 1, 2, 3$. На верхней вставке приведен фрагмент $dI(V)/dV$ (с подавленным монотонным ходом для наглядности), содержащий СГС от малой щели. Нижняя вставка демонстрирует зависимость положений андреевских минимумов V_n от $1/n$ для Δ_L (●) и Δ_S (○).

андреевских отражений: стопочный контакт образовался на ступеньке криогенного скола, реализованной в виде SnSnS структуры. Действительно, после нормирования оси смещений данного спектра на два (верхний $dI(V)/dV$ -спектр на рис. 14) мы достигли совпадения положений как первого ($n_L = 1$), так и второго ($n_L = 2$) андреевского минимумов от большой щели, а также $2\Delta_S$ -особенностей ($n_S = 1$). Нормированная ВАХ стопочного контакта имеет выраженный пьедестал при малых смещениях, что подтверждает избыточный токоперенос в контакте посредством андреевских отражений.

Заметим, что величины обеих щелей, полученные андреевской и внутренней андреевской спектроскопией на разных образцах (с близкими T_c), воспроизводятся, не зависят от размеров и сопротивления контактов.

На рис. 15 показаны нормированная ВАХ и ее производная $dI(V)/dV$ (при $T = 4.2$ К) для стопки (с числом контактов $m = 3$) в оксипниктиде на основе самария $\text{Sm}_{0,7}\text{Th}_{0,3}\text{OFeAs}$ [142], оптимально допированном торием, с $T_c \approx 52$ К. Для наблюдения многократных андреевских отражений диаметр SnS контактов, по оценкам [74,75,77], должен быть порядка $2a = 20\text{--}60$ нм, что на порядки меньше как размера кристаллитов в этих образцах [142], так и типичной ширины террас (см. рис. 2).

Полученные на Sm-1111 данные также характерны для баллистических SnS контактов: об этом говорит

ярко выраженный пьедестал (фуг) при малых смещениях (см. рис. 15). На спектре динамической проводимости хорошо видны два достаточно резкие, подобные по форме минимума на смещениях $V_{nL=1} \approx \pm 23,2$ мВ и $V_{nL=2} \approx \pm 12,4$ мВ, а также особенности при $V_{nL=3} \approx \pm 8,4$ мВ. Положения этих трех особенностей соответствуют формуле (1) и образуют линейную зависимость от обратного субгармонического номера $1/n$, проходящую также через начало координат (как показано на нижней вставке к рис. 15 серыми сплошными кружками). Угол наклона прямой $V_{nL}(1/n)$ определяет величину большой щели $\Delta_L \approx 12,4$ мэВ. Андреевский минимум с $n_L = 4$ имеет настолько малую амплитуду, что становится уже незаметен на резком экспоненциальном подъеме кривой дифференциальной проводимости (который соответствует области фуга на ВАХ).

Субгармоническая структура от малой щели Δ_S начинается интенсивными провалами при $V_{nS=1} \approx \pm 4,9$ мВ, за ними следуют минимумы, расположенные на $V_{nS=2} \approx \pm 2,7$ мВ (отмечены на рис. 15 черными стрелками). Дублетный характер особенностей, соответствующих $2\Delta_S$, может быть следствием анизотропии малой щели в k -пространстве. Поскольку в оксипниктидах, согласно нашим данным [75], $\Delta_L/\Delta_S \approx 4,5$, СГС малой щели обычно расположена в области пьедестала, образованного избыточным транспортом по зоне с щелью Δ_L , что в некоторых случаях затрудняет наблюдение Δ_S -минимумов. Для наглядности, на верхней вставке к рис. 15 приведен фрагмент $dI(V)/dV$ -спектра данного контакта при малых смещениях с подавленным монотонным ходом, содержащий СГС малой щели, что дало возможность разрешить третью субгармонику ($n_S = 3$) от Δ_S . По зависимости $V_{nS}(1/n)$ (нижняя вставка к рис. 15, открытые кружки) можно определить малую щель как 2,7 мэВ. Очевидно, что особенности $dI(V)/dV$ -спектра на рис. 15 однозначно определяют две независимые СГС: их положения группируются в две линейные зависимости $V_{nL,S}(1/n)$, при этом минимумы $n_S = 1$ имеют в разы большую интенсивность и не соответствуют ожидаемому положению четвертой субгармоники $n_L = 4$.

На спектрах динамической проводимости SnS контактов в сверхпроводниках семейства 1111 мы воспроизводим наблюдаем две независимые СГС. На рис. 16 показаны нормированные ВАХ и их производные для двух стопок ($m = 6$), полученных в аналогичном образце Sm-1111. Несмотря на различную площадь и, соответственно, сопротивление этих контактов, положение андреевских минимумов как для большой (значки n_L), так и для малой щели (вертикальные стрелки и ярлык $2\Delta_S$) остается неизменным. Более того, общий вид SnS спектров для этих контактов, полученных на разных точках криогенного скола, крайне близок. Таким образом, здесь, как и на спектрах других SnS контактов, наблюдаемые особенности не могут быть вызваны влиянием размерных или поверхностных эффектов.

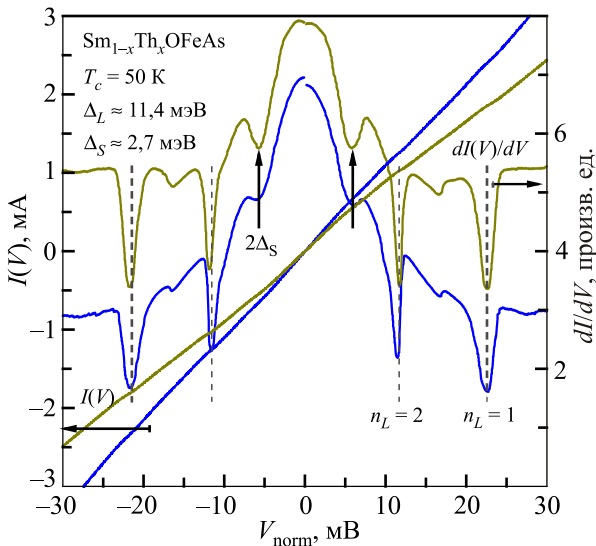


Рис. 16. (Онлайн в цвете) Нормированные по смещению на один контакт ВАХ (левая вертикальная ось) и спектры динамической проводимости (правая ось) двух стопочных андреевских структур ($m = 6$ SnS контактов в стопке), созданных в оптимально допированном образце $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$ с $T_c \approx 50$ К путем плавной механической перестройки на одном криогенном сколе. $T = 4,2$ К. СГС от большой щели $\Delta_L \approx 11,4$ мэВ отмечена штриховыми линиями и значками $n_L = 1, 2$, основные андреевские минимумы $n_S = 1$ от малой щели $\Delta_S \approx 2,7$ мэВ показаны стрелками и ярлыком $2\Delta_S$.

Субгармоническая структура от малой щели на рис. 16 сильно размыта: вероятно, это связано с тем, что длина свободного пробега квазичастиц из зоны, в которой реализуется Δ_S , заметно меньше, чем для носителей зоны с Δ_L . Тем не менее $2\Delta_S$ -особенности хорошо видны, и их положение также хорошо воспроизводится и не зависит от m . Последнее служит убедительным доказательством того, что эти особенности реализуются благодаря андреевским отражениям частиц из зон с объемной малой щелью.

Полученные величины Δ_L и Δ_S в Sm-1111 (см. рис. 15, 16) схожи с амплитудами параметров порядка в образцах Gd-1111 с аналогичной T_c (см. рис. 14). Такое совпадение неудивительно, принимая во внимание сходную структуру этих оксидов (отличие заключается лишь в составе слоев-спейсеров, при этом строение сверхпроводящих Fe-As блоков неизменно), величины параметров кристаллической решетки [141,142] и плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми [143,144].

Мощная СГС от большой щели, содержащая до пяти субгармоник, наблюдалась в наиболее качественных контактах в $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ с $T_c \approx 21$ К [145]. Нормированная $dI(V)/dV$ -характеристика при $T = 4,2$ К для стопочной структуры SnSnS ($m = 2$) приведена на рис. 17. Стрелки и значки n_L указывают на минимумы СГС, соответствующие большой щели $\Delta_L \approx 4,7$ мэВ; штриховые линии и значки n_S — на СГС от малой щели $\Delta_S \approx 0,9$ мэВ.

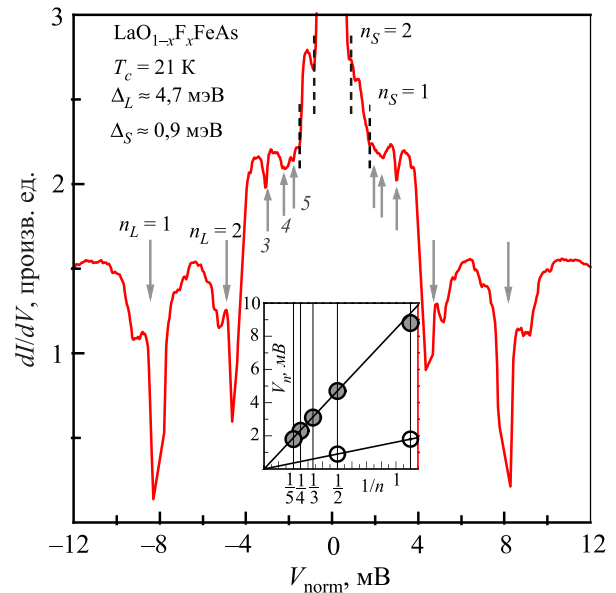


Рис. 17. (Онлайн в цвете) Нормированный по смещению на один контакт $dI(V)/dV$ -спектр андреевской стопки ($m = 2$ SnS контакта), полученной в $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ с $T_c \approx 21$ К. $T = 4,2$ К. СГС большой щели $\Delta_L \approx 4,7$ мэВ показана серыми стрелками и значками $n_L = 1, 2, \dots$. СГС от малой щели $\Delta_S \approx 0,9$ мэВ отмечена черным пунктиром и значками $n_S = 1, 2$. На вставке приведена зависимость положений андреевских минимумов V_n от $1/n$ для Δ_L (●) и Δ_S (○).

На вставке показана зависимость смещений $V_{nL,S}$ от $1/n$ для большой (сплошные кружки) и малой щели (открытые кружки). Несмотря на то что первый минимум от Δ_L несколько сдвинут в сторону меньших смещений относительно положения $2\Delta_L/e$, принадлежность особенностей на смещениях $V_n \approx \pm 8, \pm 4,6$ мВ и ± 3 мВ к единой СГС (отвечающей $\Delta_L \approx 4.7$ мэВ) не вызывает сомнений, принимая во внимание схожесть их сложной асимметричной формы и тонкой структуры (которая, по всей вероятности, вызвана $\sim 20\%$ анизотропией Δ_L в k -пространстве). Характеристическое отношение БКШ для большой щели $2\Delta_L/k_B T_c \approx 5,2$ близко к значению, определенному ранее для других оксидов, на основе самария и гадолиния. Минимумы на $V_n \approx \pm 1,7$ мВ и $\pm 0,9$ мВ, очевидно, не вписываются в прямую пропорциональность $V_{nL}(1/n)$ и, следовательно, составляют вторую СГС от малой щели; хотя, как может показаться на первый взгляд (рис. 17), из-за мощного пьедестала от Δ_L их амплитуда не столь значительна.

Рассмотренные выше примеры экспериментальных данных показали, что, несмотря на неизвестную заранее геометрию контакта на микротрещине, амплитуды сверхпроводящих щелей и число контактов в стопке (в случае реализации последней на ступеньке криогенного скола) могут быть надежно установлены в процессе набора статистики данных и сравнения воспроизводимых особенностей ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров.

5. Заключение

Суммируя сказанное выше, техника создания контактов на микротрещине («break-junction») является мощным и порой незаменимым инструментом для фундаментального исследования сверхпроводящих свойств. Она успешно работает с монокристаллами любых сверхпроводников (как изотропных, так и слоистых), а также с поликристаллическими образцами слоистых соединений. При этом в поликристалле средний размер кристаллических зерен должен в разы превышать диаметр контакта, получаемого на микротрещине, т.е. быть более 100 нм. Общее требование для образцов — наличие единственной сверхпроводящей фазы и размеров не менее $1,5 \times 3 \text{ мм}^2$ в ab -плоскости. Неоднородность образцов контролируема с помощью измерений ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров в диапазоне температур до T_c и определения локальной критической температуры контактной области по линейаризации динамической проводимости.

Методика «break-junction» уверенно работает с нитевидными монокристаллами (вискерами). На пленках возможно получение контактов, в которых ток идет перпендикулярно кристаллографическому направлению c [27]. Тем не менее получение контактов с $j \perp c$ на массивных образцах невозможно.

Наконец, конспективно приведем преимущества техники «break-junction» для исследования сверхпроводящих свойств:

- 1) использование криогенных сколов высокой чистоты в объеме образца, что обеспечивает хороший теплоотвод от места создания туннельного контакта;
- 2) исключение перегрева исследуемой области и удаленности от нее контактов токоподводящих проводников с образцом;
- 3) подключение образца по истинной четырехточечной схеме;
- 4) локальное измерение объемных сверхпроводящих параметров (на стопочных контактах);
- 5) применимость как для монокристаллов, так и для поликристаллических образцов слоистых соединений;
- 6) применимость для материалов, в которых сверхпроводящая фаза составляет лишь несколько процентов по объёму (например, для класса железосодержащих селенидов AFe_2Se_2 ($A = Na, K, Rb$), подобная особенность является естественным свойством);
- 7) возможность получения десятков одиночных и стопочных контактов на сколах одного образца путем плавной механической перестройки;
- 8) отсутствие химического и механического воздействия на область туннельного контакта в процессе эксперимента;
- 9) отсутствие потерь допирующего кислорода с криогенных сколов в купратных ВТСП;
- 10) направленность тока $j \parallel c$ для слоистых монокристаллов;

11) высокое качество получаемых туннельных контактов и воспроизводимость результатов;

12) возможность разрешать тонкую структуру $dI(V)/dV$ -спектров, что позволяет исследовать, например, анизотропию щели и электрон-фононное взаимодействие;

13) возможность реализации до четырех методов спектроскопии (андреевская и внутренняя андреевская, туннельная и внутренняя туннельная) на одном и том же образце;

14) возможность резонансно возбуждать бозоны (оптические фононы) с энергиями менее 4Δ в случае получения SIS контакта с переменным джозефсоновским током;

15) возможность *напрямую* определять амплитуды параметров порядка в *многощелевых* сверхпроводниках из положений андреевских минимумов как $\langle \Delta_i \rangle = \langle eV_{n,i}; n/2 \rangle$ при любых температурах *вплоть до* T_c в случае получения SnS андреевского контакта (высокой прозрачности), что позволяет уверенно оценивать набор констант электрон-бозонного взаимодействия λ_{ij} .

За последние годы техника «break-junction» помогла пролить свет на дискуссионные и малоизученные аспекты механизмов сверхпроводимости в слоистых соединениях, понимание которых является ключевой задачей физики конденсированного состояния вещества. Подытоживая исследования ВТСП, заключим, что характеристическое отношение БКШ (определяющее силу электрон-бозонного взаимодействия) не зависит от степени допирования и, соответственно, T_c . В частности, для купратов это означает, что механизм спаривания носителей не меняется при переходе из недодопированной в передопированную область. Изучение двухщелевых сверхпроводников, открытых на данный момент, показывает, что для всех них сила межзонной связи уступает внутризонной, что говорит об определяющей роли последней. Как и всякий другой метод исследования, техника «break-junction» обладает своими плюсами и минусами, тем не менее ее уникальным достоинством является высокоточное определение характеристического отношения $2\Delta/k_B T_c$. Этот факт должен служить отправной точкой для построения теоретических моделей, описывающих феномен ВТСП.

Благодарности

Авторы выражают благодарность В.М. Пудалову за полезные обсуждения; А. Крапф, В. Крааку, Д. Велер, Г. Пилю, Л.И. Леонюк, Т.Е. Оськиной, С.И. Красносвободцеву, Б.М. Булычеву, К.П. Бурдиной, О.В. Кравченко, Л.Г. Севастьяновой, Л.Ф. Куликовой, Е.П. Хлыбову, Н.Д. Жигадло, Б. Бюхнеру, И.В. Морозову, М.В. Рословой, А.Н. Васильеву, К.С. Первакову за предоставленные материалы и характеристику образцов. Работа поддержана грантом Президента № МК-5699.2016.2.

1. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
2. B.D. Josephson, *Phys. Len.* **1**, 251 (1962).
3. А.Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964).
4. R.C. Dynes, J.P. Garno, G.B. Hertel, and T.P. Orlando, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2437 (1984).
5. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
6. M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
7. I.K. Yanson, V.V. Fisun, N.L. Bobrov, Yu.G. Naidyuk, W.N. Kang, Eun-Mi Choi, Hyun-Jung Kim, and Sung-Ik Lee, *Phys. Rev. B* **67**, 024517 (2003).
8. Ya.G. Ponomarev, E.B. Tsokur, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, M.E. Shabalin, M.A. Lorenz, M.A. Hein, G. Mueller, H. Piel, and B.A. Aminov, *Solid State Commun.* **111**, 513 (1999).
9. G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 178 (1982).
10. G. Binnig and H. Rohrer, *Physica B* **127**, 37 (1984).
11. *Tunneling Spectroscopy*, P.K. Hansma (ed.), Plenum Press, New York (1982).
12. E.L. Wolf, J. Zasadzinski, J.W. Osmun, and G.B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **40**, 19 (1980).
13. E.L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy: Second Edition*, Oxford Science Publications (2011).
14. J. Moreland, S. Alexander, M. Cox, R. Sonnenfeld, and P.K. Hansma, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 387 (1983).
15. J. Moreland and P.K. Hansma, *Rev. Sci. Instr.* **55**, 399 (1984).
16. J.C. Cuevas and E. Scheer, *Molecular Electronics World Scientific*, Singapore (2010).
17. P.K. Hansma, *IBM J. Res. Develop.* **30**, 370 (1986).
18. J. Moreland and J.W. Ekin, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 175 (1985).
19. И.К. Янсон, *ЖЭТФ* **66**, 1035 (1974) [*Sov. Phys. JETP* **39**, 506 (1974)].
20. D. Daghero and R.S. Gonnelli, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 043001 (2010).
21. F. Giubileo, D. Roditchev, W. Sacks, R. Lamy, D.X. Thanh, J. Klein, S. Miraglia, D. Fruchart, J. Marcus, and Ph. Monod, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 177008 (2001).
22. D. Roditchev, F. Giubileo, F. Bobba, R. Lamy, E.-M. Choi, H.-J. Kim, W.N. Kang, S. Miragliad, J. Marcus, W. Sacks, J. Klein, A.M. Cucolo, S.-I. Lee, and D. Fruchart, *Physica C* **408–410**, 768 (2004).
23. C.J. Muller, J.M. van Ruitenbeek, and L.J. de Jongh, *Physica C* **191**, 485 (1992).
24. J. Moreland and J.W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
25. Th. Becherer, J. Kowalewski, M. Schmitt, M. Huth, W. Assmus, and H. Adrian, *Z. Phys. B. Cond. Mat.* **86**, 23 (1992).
26. J.S. Tsai, I. Takeuchi, J. Fujita, T. Yoshitake, S. Miura, S. Tanaka, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, and K. Yamamoto, *Physica C* **153**, 1385 (1988).
27. R.J.P. Keijsers, O.I. Shklyarevskii, J.G.H. Hermsen and H. van Kempen, *Rev. Sci. Instr.* **67**, 2863 (1996).
28. Б.А. Аминов, А.И. Акимов, И.Б. Брандт, Минь Тху Нгуен, М.В. Судаков, Ю.А. Пирогов, Я. Г. Пономарев, *ФНТ* **15**, 1213 (1989) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **15**, 689 (1989)].
29. Ya.G. Ponomarev, N.B. Brandt, Chong Soon Khi, S.V. Tchesnokov, E.B. Tsokur, A.V. Yarygin, K.T. Yusupov, B.A. Aminov, M.A. Hein, G. Müller, H. Piel, D. Wehler, V.Z. Kresin, K. Rosner, K. Winzer, and Th. Wolf, *Phys. Rev. B* **52**, 1352 (1995).
30. Ya.G. Ponomarev, H.H. Van, S.A. Kuzmichev, S.V. Kulbachinskii, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, and S.N. Tchesnokov, *JETP Lett.* **96**, 743 (2013).
31. Ya.G. Ponomarev, B.A. Aminov, M.A. Hein, H. Heinrichs, V.Z. Kresin, G. Müller, H. Piel, K. Rosner, S.V. Tchesnokov, E.B. Tsokur, D. Wehler, K. Winzer, A.V. Yarygin, K.T. Yusupov, *Physica C* **243**, 167 (1995).
32. J. Moreland, J.W. Ekin, L.F. Goodrich, T.E. Capobianco, A.F. Clark, J. Kwo, M. Hong, and S.H. Liou, *Phys. Rev. B* **35**, 8856 (1987).
33. J. Moreland, A.F. Clark, L.F. Goodrich, H.C. Ku, and R.N. Shelton, *Phys. Rev. B* **35**, 8711 (1987).
34. T. Ekino, A.M. Gabovich, M.S. Li, M. Pekala, H. Szymczak, and A.I. Voitenko, *Physica C* **468**, 1145 (2008).
35. N. Miyakawa, J.F. Zasadzinski, S. Oonuki, M. Asano, D. Henmi, T. Kaneko, L. Ozyuzer, and K.E. Gray, *Physica C* **364–365**, 475 (2001).
36. Я.Г. Пономарев, *УФН* **172**, 705 (2002).
37. Я.Г. Пономарев, Е.Г. Максимов, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 455 (2002).
38. S.I. Vedenev, A.A. Tsvetkov, A.G.M. Jansen, and P. Wyder, *Physica C* **235–240**, 1851 (1994)
39. R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, and V.A. Stepanov, *Physica C* **282–287**, 1473 (1997)
40. Д.К. Петров, Я.Г. Пономарев, Х.Т. Рахимов, К. Сетупати, М.В. Судакова, А.Б. Теннакун, А.Д. Шевченко, *ФНТ* **17**, 852 (1991) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **17**, 445 (1991)].
41. Б. Аминов, Л. Рошта, Я.Г. Пономарев, М.В. Судакова *ФНТ* **17**, 692 (1991) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **17**, 364 (1991)].
42. B.A. Aminov, M.A. Hein, M.A. Lorenz, G. Müller, H. Piel, D. Wehler, V.Z. Kresin, Ya.G. Ponomarev, I.A. Borisova, Chong Soon Chi, E.B. Tsokur, L. Buschmann, L. Winkeler, G. Güntherodt, and K. Winzer, *J. Low. Temp. Phys.* **105**, 1225 (1996).
43. Ya.G. Ponomarev, Chong Soon Khi, Kim Ki Uk, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, M.A. Lorenz, M.A. Hein, G. Müller, H. Piel, B.A. Aminov, A. Krapf, and W. Kraak, *Physica C* **315**, 85 (1999).
44. B.A. Aminov, D. Wehler, G. Mueller, H. Piel, M.A. Hein, H. Heinrichs, N.B. Brandt, C.S. Hu, Y.G. Ponomarev, E.B. Tsokur, S.N. Chesnokov, K.C. Yusupov, A.V. Yarygin, K. Winzer, and K. Rosner, T. Wolf, *JETP Lett.* **60**, 424 (1994).
45. G. Krabbes, R. Müller, M. Ritschel, H. Vinzelberg, E. Wolf, B.A. Aminov, Min Tchu Nguen, M.V. Sudakova, and Ya.G. Ponomarev, *Phys. Status Solidi* **104**, K61 (1987).

46. J.R. Kirtley and F. Tafuri, *Handbook of High-Temperature Superconductivity* J.R. Schrieffer (ed.), **19** (2007).
47. J.R. Kirtley, *Int. J. Mod. Phys. B* **4**, 201 (1990).
48. 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).
49. 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).
50. Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, Hoang Van Hoai, B.M. Bulychev, E.G. Maksimov, and S.I. Krasnosvobodtsev, *JETP Lett.* **85**, 46 (2007).
51. S.A. Kuzmichev, T.E. Shanygina, S.N. Tchesnokov, and S.I. Krasnosvobodtsev, *Solid State Commun.* **152**, 119 (2012).
52. С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, С.Н. Чеснокова, *Письма в ЖЭТФ* **99**, 339 (2014).
53. S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, S.N. Tchesnokov, V.M. Pudalov, and A.N. Vasiliev, *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 1111 (2016).
54. T. Ekino, T. Takasaki, T. Muranaka, J. Akimitsu, and H. Fujii, *Phys. Rev. B* **67**, 094504 (2003).
55. T. Ekino, A.M. Gabovich, Mai Suan Li, T. Takasaki, A.I. Voitenko, J. Akimitsu, H. Fujii, T. Muranaka, M. Peřala, and H. Szymczak, *Physica B* **359–361**, 460 (2005).
56. R.A. Ribeiro, T. Ekino, T. Takasaki, T. Takabatake, and J. Akimitsu, *Physica C* **426–431**, 450 (2005).
57. R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, D. Daghero, A. Calzolari, and V.A. Stepanov, *Int. J. Mod. Phys. B* **16**, 1553 (2002).
58. R.S. Gonnelli, A. Calzolari, D. Daghero, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov, G. Giunchi, S. Ceresara, and G. Ripamonti, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 097001 (2001).
59. Z.-Z. Li, Yi Xuan, Hong-Jie Tao, Peng-Shun Luo, Zhi-An Ren, Guang-Can Che, Bai-Ru Zhao, and Zhong-Xian Zhao, *Physica C* **370**, 1 (2002).
60. H. Schmidt, J.F. Zasadzinski, K.E. Gray, and D.G. Hinks, *Physica C* **385**, 221 (2003).
61. T. Takasaki, T. Ekino, A.M. Gabovich, A. Sugimoto, S. Yamanaka, and J. Akimitsu, *Superconductivity*, V.R. Romanovskii (ed.) (2012), Ch. 1.
62. A. Sugimoto, T. Ekino, R. Ukita, K. Shohara, H. Okabe, J. Akimitsu, and A.M. Gabovich, *Physica C* **470**, 1070 (2010).
63. T. Ekino, Akira Sugimoto, Hirotaka Okabe, Kazuhiro Shohara, Ryuichi Ukita, Jun Akimitsu, and Alexander M. Gabovich, *Physica C* **470**, S358 (2010).
64. 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).
65. В.М. Пудалов, О.Е. Омеляновский, Е.П. Хлыбов, А.В. Садаков, Ю.Ф. Ельцев, К.В. Мицен, О.М. Иваненко, К.С. Перваков, Д.Р. Гизатулин, А.С. Усольцев, А.С. Дормидонтов, С.Ю. Гаврилкин, А.Ю. Цветков, Я.Г. Пономарев, С.А. Кузьмичев, М.Г. Михеев, С.Н. Чесноков, Т.Е. Шаныгина, С.М. Казаков, *УФН* **181**, 672 (2011).
66. Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, T.E. Shanygina, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, and Th. Wolf, *J. Exp. Theor. Phys.* **113**, 459 (2011).
67. S.A. Kuzmichev, T.E. Shanygina, I.V. Morozov, A.I. Boltalin, M.V. Roslova, S. Wurmehl, and B. Büchner, *JETP Lett.* **95**, 537 (2012).
68. 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. Usol'tsev, E.P. Khlybov, and L.F. Kulikova, *J. Supercond. Novel Magn.* **26**, 2661 (2013).
69. Ya.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, Th. Wolf, and E.P. Khlybov, *J. Supercond. Novel Magn.* **26**, 2867 (2013).
70. D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmicheva, Jiunn-Yuan Lin, S. Kuzmichev, O. Volkova and A. Vasiliev, *CrystEngComm* **15**, 1989 (2013).
71. 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, *EPL* **102**, 67006 (2013).
72. С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, А.И. Болтали, И.В. Морозов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 816 (2013).
73. M.V. Roslova, S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, Y. Ovchenkov, Min Liu, I. Morozov, A. Boltalin, A. Shevelkov, D. Chareev, and A. Vasiliev, *CrystEngComm* **16**, 6919 (2014).
74. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, Н.Д. Жигadlo, *Письма в ЖЭТФ* **99**, 154 (2014).
75. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, М.Г. Михеев, Я.Г. Пономарев, С.Н. Чесноков, В.М. Пудалов, Е.П. Хлыбов, Н.Д. Жигadlo, *УФН* **184**, 888 (2014).
76. M. Abdel-Hafiez, P.J. Pereira, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, V.M. Pudalov, L. Harnagea, A.A. Kordyuk, A.V. Silhanek, V.V. Moshchalkov, B. Shen, Hai-Hu Wen, A.N. Vasiliev, and Xiao-Jia Chen, *Phys. Rev. B* **90**, 054524 (2014).
77. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, S.N. Tchesnokov, and N.D. Zhigadlo, *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 673 (2016).
78. M.A. Reed, C. Zhou, C.J. Muller, T.P. Burgin, and J.M. Tour, *Science* **278**, 252 (1997).
79. D. Xiang, Hyunhak Jeong, Takhee Lee, Dirk Mayer, *Adv. Mater.* **25**, 4845 (2013).
80. M.A. Lorenz, M.A. Hein, G. Mueller, H. Piel, H. Schmidt, Y.G. Ponomarev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, E.B. Tsokur, M.E. Shabalin, B.A. Aminov, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 527 (1999).
81. Ya.G. Ponomarev, Kim Ki Uk, and M.A. Lorenz, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **167**, 241 (2000).
82. N. Agrait, J. G. Rodrigo, and S. Vieira, *Phys. Rev. B* **46**, 5814 (1992).

83. Y. Yin, M. Zech, T.L. Williams, and J.E. Hoffman, *Physica C* **469**, 535 (2009).
84. Ю.В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1965).
85. G.B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
86. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
87. J.C. Cuevas, A. Martín-Rodero, and A. Levy Yeyat, *Phys. Rev. B* **54**, 7366 (1996); A. Poenicke, J.C. Cuevas, and M. Fogelström, *ibid.* **65**, 220510(R) (2002).
88. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nicolsky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
89. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, *Nature* **410**, 63 (2001).
90. I.K. Yanson and Yu.G. Naidyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **30** (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 261 (2004)].
91. X.X. Xi, *Rep. Progr. Phys.* **71**, 116501 (2008).
92. M.H. Badr, M. Freamat, Y. Sushko, and K.-W. Ng, *Phys. Rev. B* **65**, 184516 (2002).
93. Zh.-Zh. Li, Hong-Jie Tao, Yi Xuan, Zhi-An Ren, Guang-Can Che, and Bai-Ru Zhao, *Phys. Rev. B* **66**, 064513 (2002).
94. T. Takasaki, T. Ekino, R.A. Ribeiro, T. Muranaka, H. Fujii, J. Akimitsu, *Physica C* **426–431**, 300 (2005).
95. T. Ekino, A.M. Gabovich, Mai Suan Li, T. Takasaki, A.I. Voitenko, J. Akimitsu, H. Fujii, T. Muranaka, M. Pekala, and H. Szymczak, *Physica C* **426–431**, 230 (2005).
96. В.А. Москаленко, *ФММ* **8**, 503 (1959); *УФН* **113**, 340 (1974).
97. H. Suhl, B.T. Matthias, and L.R. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
98. B.A. Aminov, M.A. Hein, G. Mueller, H. Piel, D. Wehler, Y.G. Ponomarev, K. Rosner, and K. Winzer, *J. Supercond.* **7**, 361 (1994).
99. V.Z. Kresin and S.A. Wolf, *Phys. Rev. B* **46**, 6458 (1992).
100. N. Klein, N. Tellmann, H. Schulz, K. Urban, S.A. Wolf, and V.Z. Kresin, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3355 (1993).
101. J. Bouvier and J. Bok, *Physica C* **249**, 117 (1995).
102. J. Bok and J. Bouvier, *Physica C* **274**, 1 (1997).
103. S. Onari, H. Kontani, and M. Sato, *Phys. Rev. B* **81**, 060504(R) (2010).
104. F. Ahn, I. Eremin, J. Knolle, V.B. Zabolotnyy, S.V. Borisenko, B. Büchner, and A.V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **89**, 144513 (2014).
105. T.P. Devereaux and P. Fulde, *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).
106. R. Kleiner and P. Müller, *Phys. Rev. B* **49**, 1327 (1994); *Physica C* **293**, 156 (1997).
107. K. Schlenga, R. Kleiner, G. Hechtfischer, M. Mößle, S. Schmitt, Paul Müller, Ch. Helm, Ch. Preis, F. Forsthofer, J. Keller, H. L. Johnson, M. Veith, and E. Steinbeiß, *Phys. Rev. B* **57**, 14518 (1998).
108. A.A. Yurgens, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, R85 (2000).
109. A.A. Abrikosov, *Physica C* **317–318**, 154 (1999).
110. 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).
111. T. Yamashita, Sang-Jae Kim, Yuri Latyshev, and Kensuke Nakajima, *Physica C* **335**, 219 (2000).
112. V.M. Krasnov, N. Mros, A. Yurgens, and D. Winkler, *Phys. Rev. B* **59**, 8463 (1999).
113. Я.Г. Пономарев [не опубликовано].
114. P. Nyhus, M.A. Karlow, S.L. Cooper, B.W. Veal, and A.P. Paulikas, *Phys. Rev. B* **50**, 13898 (1994).
115. X.H. Chen, K.Q. Ruan, G.G. Qian, S.Y. Li, L.Z. Cao, J. Zou, and C.Y. Xu, *Phys. Rev. B* **58**, 5868 (1998).
116. A.E. Pantoja, D.M. Pooke, H.J. Trodahl, and J.C. Irwin, *Phys. Rev. B* **58**, 5219 (1998).
117. U. Paltzer, F.W. de Wette, U. Schröder, and E. Rampf, *Physica C* **301**, 55 (1998).
118. Е.Г. Максимов, *УФН* **170**, 1033 (2000).
119. Н.З. Тимергалеев, *Диссер. канд. физ.-мат. наук, МГУ*, Москва (2002).
120. J.E. Hirsch, *Phys. Lett. A* **282**, 392 (2001).
121. S.L. Bud'ko, G. Lapertot, C. Petrovic, C.E. Cunningham, N. Anderson, and P.C. Canfield, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1877 (2001).
122. D.G. Hinks, H. Claus, and J.D. Jorgensen, *Nature* **411**, 457 (2001).
123. J. Geerk, R. Schneider, G. Linker, A.G. Zaitsev, R. Heid, K.-P. Bohnen, and H.V. Löhneysen, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 227005 (2005).
124. A. Floris, G. Profeta, N.N. Lathiotakis, M. Lüders, M.A.L. Marques, C. Franchini, E.K.U. Gross, A. Continenza, and S. Massidda, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037004 (2005).
125. A.Y. Liu, I.I. Mazin, and J. Kortus, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087005 (2001).
126. H.J. Choi, D. Roundy, Hong Sun, M.L. Cohen, and S.G. Louie, *Nature* **418**, 758 (2002); *Phys. Rev. B* **66**, 020513 (2002).
127. G.A. Ummarino, R.S. Gonnelli, S. Massidda, and A. Bianconi, *Physica C* **407**, 121 (2004).
128. J. Kortus, Oleg V. Dolgov, Reinhard K. Kremer, and Alexander A. Golubov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 027002 (2005).
129. Yu.F. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, *Phys. Rev. B* **65**, 140501(R) (2002).
130. J. Karpinski, N.D. Zhigadlo, G. Schuck, S.M. Kazakov, B. Batlogg, K. Rogacki, R. Puzniak, J. Jun, E. Müller, P. Wägli, R. Gonnelli, D. Daghero, G.A. Ummarino, and V.A. Stepanov, *Phys. Rev. B* **71**, 174506 (2005).
131. L.G. Sevast'yanova, P.E. Kaz, O.V. Kravchenko, S.A. Kuz'michev, Ya.G. Ponomarev, K.P. Burdina, and B.M. Bulychiev, *Rus. Chem. Bull.* **52**, 1674 (2003).
132. A. Brinkman, A.A. Golubov, H. Rogalla, O.V. Dolgov, J. Kortus, Y. Kong, O. Jepsen, and O.K. Andersen, *Phys. Rev. B* **65**, 180517(R) (2002).
133. S. Graser and T. Dahm, *Phys. Rev. B* **75**, 014507 (2007).
134. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
135. P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, and I.I. Mazin, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124508 (2011).
136. М.М. Коршунов, *УФН* **184**, 882 (2014).

137. Cao Wang, Zhi-Cheng Wang, Yu-Xue Mei, Yu-Ke Li, Lin Li, Zhang-Tu Tang, Yi Liu, Pan Zhang, Hui-Fei Zhai, Zhu-An Xu, and Guang-Han Cao, *J. Am. Chem. Soc.* **138**, 2170 (2016).
138. D.J. Singh, *J. Alloys Comp.* **687**, 786 (2016).
139. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **88**, 045115 (2013).
140. E. Dagotto, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 849 (2013)
141. E.P. Khlybov, O.E. Omelyanovsky, A. Zaleski, A.V. Sadakov, D.R. Gizatulin, L.F. Kulikova, I.E. Kostyleva, and V.M. Pudalov, *JETP Lett.* **90**, 387 (2009)
142. 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); *ibid.* **86**, 216509 (2012)
143. I.A. Nekrasov, Z.V. Pchelkina, and M.V. Sadovskii, *JETP Lett.* **87**, 560 (2008)
144. E.Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov, and M.V. Sadovskii, *JETP Lett.* **91**, 518 (2010)
145. Kondrat, J.E. Hamann-Borrero, N. Leps, M. Kosmala, O. Schumann, A. Köhler, J. Werner, G. Behr, M. Braden, R. Klingeler, B. Büchner, and C. Hessla, *Eur. Phys. J. B* **70**, 461 (2009).

Break-junction experiments on layered
superconductors
(Review Article)

S.A. Kuzmichev and T.E. Kuzmicheva

Here presented a systematic study of superconductor-constriction-superconductor contacts realized by a break-junction technique in layered superconductors.

Depending on the constriction transparency the tunneling and SnS-Andreev spectroscopies could be used, for the direct determination of values of superconducting gaps, characteristic BCS-ratios and gap temperature dependences in cuprate superconductors, magnesium diboride, novel pnictides and chalcogenides. Basing on these data, one can estimate the gap anisotropy magnitude as well as values of electron-boson coupling constants. We discuss the advantages and difficulties of the break-junction technique and demonstrate this method is powerful enough for high-resolution investigation of optical phonon modes in high-temperature superconducting cuprates and for creating of the contacts with the selective transparence in $Mg_{1-x}Al_xB_2$ compounds.

PACS: **74.25.-q** Properties of superconductors;
74.45.+c Proximity effects; Andreev reflection; SN and SNS junctions;
74.50.+r Tunneling phenomena; Josephson effects;
 74.70.Xa Pnictides and chalcogenides.

Keywords: break-junction, pnictides, Andreev spectroscopy, tunneling spectroscopy, two-gap superconductivity, high-temperature superconductors.