

# Спектроскопия многократных андреевских отражений сверхпроводящего LiFeAs: анизотропия параметров порядка и их температурное поведение

С. А. Кузьмичев<sup>1)</sup>, Т. Е. Кузьмичева<sup>+</sup>, А. И. Болталин, И. В. Морозов

МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>+</sup> Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 ноября 2013 г.

Методом спектроскопии многократных андреевских отражений, реализованным путем создания контактов на микротрещине, проведены детальные исследования сверхпроводящего состояния монокристаллов LiFeAs с максимальными для семейства 111 критическими температурами  $T_c \approx 17$  К. В туннельном эксперименте, проведенном на подобных образцах, напрямую определены величины трех сверхпроводящих щелей,  $\Delta_\Gamma = (5.1-6.5)$  мэВ,  $\Delta_L = (3.8-4.8)$  мэВ и  $\Delta_S = (0.9-1.9)$  мэВ (при  $T \ll T_c$ ), также их температурные зависимости. Оценены величины анизотропии параметров порядка в  $k$ -пространстве ( $< 8, \sim 12, \sim 20\%$ , соответственно). Проведен фитинг андреевских спектров в рамках расширенной модели Кюммеля и др. с учетом анизотропии. С помощью аппроксимации зависимостей  $\Delta(T)$  системой двухщелевых уравнений Москаленко и Сула определены относительные константы электрон-бозонного взаимодействия в LiFeAs. Показано, что в данном случае доминирует внутризонное спаривание, плотности состояний в зонах, образующих  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta_L$ , примерно равны, доминирует внутризонное спаривание, а константы межзонных взаимодействий соотносятся как  $\lambda_{\Gamma L} \approx \lambda_{L\Gamma} \ll \lambda_{S\Gamma}, \lambda_{SL}$ .

DOI: 10.7868/S0370274X13230161

Исследования железосодержащих сверхпроводников [1] продолжают уже почти пять лет. Однако интерес к этим соединениям не ослабевает. До сих пор остается нерешенным главный вопрос: какой механизм образования куперовских пар отвечает за столь высокие значения критических температур в сверхпроводниках с магнитными атомами в структуре? Несмотря на обнаруженный экспериментально изотопический эффект по железу [2] с коэффициентом  $\alpha \approx 0.4 < 0.5$ , сильное электрон-фононное взаимодействие [3] не описывает наблюдаемые  $T_c$  [4]. Близость основного антиферромагнитного состояния с волной спиновой плотности и волновым вектором  $\mathbf{Q}_{AFM} = (\pi/a, \pi/a)$  [5] и конгруэнтность поверхностей Ферми в направлении  $\Gamma$ -M (так называемый нестинг на векторе  $\mathbf{Q}_{\Gamma-M} \equiv \mathbf{Q}_{AFM}$ ) [6] приводят к пику динамической магнитовосприимчивости (так называемый магнитный резонанс) при энергии  $E_{res} \approx 1.5\Delta_L$  по расчетам [7], а отношение  $E_{res}/k_B T_c \approx 5.5$  по данным спектроскопии неупругого рассеяния на нейтронах, приведенным в работе [8]. Перечисленные выше факты навели теоретиков на мысль о существенной роли спиновых флуктуаций в процессе образования куперовских пар: силь-

ном межзонном взаимодействии и смене знака параметра порядка между листами поверхности Ферми ( $s^\pm$ -модель) [9].

Ключевыми в поиске ответа на поставленный вопрос могут оказаться исследования сверхпроводящих свойств LiFeAs. Слоистая структура этого материала, как и других железосодержащих сверхпроводников, представляет собой стопку FeAs-блоков, разделенных спейсерами вдоль  $c$ -направления (здесь в роли спейсеров выступают двойные слои Li [10]). Зонная структура, плотность состояний и строение поверхностей Ферми LiFeAs также сходны с характеристиками других сверхпроводящих арсенидов железа [11–14]. Однако, в отличие от остальных пниктидов, LiFeAs не испытывает ни структурного, ни магнитного переходов [15] и сверхпроводит при стехиометрическом составе [10, 16, 17]. Самым же удивительным оказался тот факт, что в LiFeAs отсутствует нестинг, а возникновение сверхпроводимости связано с наличием особенности ван Хофа на уровне Ферми недопированного соединения [16]. Следует ли из этого, что в LiFeAs реализуется механизм сверхпроводимости, отличный от других пниктидов? С одной стороны, появилось несколько теоретических работ [13, 18–20], в которых была предложена “расширенная”  $s^\pm$ -модель для объяснения сверхпроводимо-

<sup>1)</sup>e-mail: kuzmichev at mig.phys.msu.ru

сти LiFeAs. С другой стороны, было показано, что система, взаимодействующая посредством спиновых флуктуаций, оказывается неустойчивой относительно рассеяния на примесях. Рассчитана модель изотропного двухщелевого сверхпроводника с параметрами порядка одного знака, в котором пары образуются посредством взаимодействия через орбитальные флуктуации ( $s^{++}$ ) [21]. Кроме того, предложен ряд теоретических расчетов, доказывающих невозможность реализации  $s^{\pm}$ -системы в LiFeAs [14, 22]. Пролить свет на эту проблему способны детальные экспериментальные исследования сверхпроводящего состояния LiFeAs: установление количества и величин сверхпроводящих щелей  $\Delta$ , их распределения в зависимости от направления в  $k$ -пространстве и соотношения  $2\Delta$  с энергией магнитного резонанса, а также определение температурных зависимостей  $\Delta(T)$  и соответствующих констант электрон-бозонного взаимодействия. К сожалению, из-за трудностей, с которыми сталкиваются экспериментаторы при работе с образцами LiFeAs (материал сильно гигроскопичен, так как атомы лития, относительно слабо связанные в слоях, проявляют значительную химическую активность), имеющиеся данные ([16, 23–31], см. также табл. 1 в работе [32]) весьма противоречивы.

В одной из первых работ по фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) группой Борисенко (на образцах, выращенных таким же образом, как и те, что были использованы нами в представленных исследованиях) было показано наличие двух анизотропных сверхпроводящих щелей:  $\Delta_L = (2-3.5)$  мэВ в электронных зонах (M-точка) и  $\Delta_S = (1.5-2.5)$  мэВ в дырочных зонах (Г-точка) [16]. Позже эта группа представила уточненные данные [23], сообщив об обнаружении большой изотропной щели  $\Delta_{h(in)} \approx 6$  мэВ на внутреннем дырочном цилиндре поверхности Ферми (ниже эта величина обозначается как  $\Delta_{\Gamma}$ ), анизотропной малой щели  $\Delta_{h(ex)} = [3.4 + 0.5 \cos(4\theta)]$  мэВ на внешнем дырочном цилиндре и электронной щели  $\Delta_e = [3.6 + 0.5 \cos(4\theta)]$  мэВ. Кроме того, по данным [23], дырочная щель  $\Delta_{h(ex)}$  имеет минимальное значение в направлении Г–М (в  $s^{\pm}$ -модели предполагается обратное). Таким образом, хотя ARPES нечувствительна к фазе параметра порядка, полученное угловое распределение щели свидетельствует в пользу  $s^{++}$ -механизма [23]. Большую щель с энергией  $\Delta_{\Gamma} = (5-6)$  мэВ наблюдали в работах по ARPES [24, 29], а также с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) [26, 31]. Однако имеются значительные расхождения экспериментальных данных, касающихся углового распределения этой щели в  $k$ -пространстве: по данным [24], щель изотропна, а в работах [25, 26] сообщается о ее

значительной анизотропии. Что касается меньших щелей, то здесь наблюдается еще больший разброс экспериментальных данных. Авторы работы [29] наблюдали, помимо большой щели  $\Delta_{\Gamma} \approx 6$  мэВ, вторую щель с амплитудой 3.4 мэВ без признаков анизотропии. Результаты же СТМ [26] говорят о сильной анизотропии ( $\sim 40\%$ ) малой щели  $\Delta_S \approx 2.5$  мэВ. О наблюдении четырехщелевой сверхпроводимости LiFeAs заявили авторы работы [24]. Они показали, что в Г-точке реализуются конденсаты с большой щелью  $\Delta_{\Gamma} \approx 5.0$  мэВ (на внутреннем цилиндре) и малой щелью 2.2–3 мэВ (на внешнем цилиндре,  $\sim 30\%$  анизотропии), а в M-точке – конденсаты с щелями  $\Delta_L = (3-4.2)$  мэВ (внешний цилиндр,  $\sim 30\%$  анизотропии) и  $\sim 2.9$  мэВ (внутренний цилиндр, слабая анизотропия  $\sim 5\%$ ). Сильно анизотропную ( $\sim 40\%$ ) малую щель со средним значением 2.5 мэВ наблюдали и в работе [25]. Оптические методы измерения [28] показали наличие щели  $\Delta_L \approx 3.3$  мэВ, а также наименьшей щели  $\Delta_S \approx 1.6$  мэВ, существование которой также подтверждается микроконтактной спектроскопией [27]. Результаты экспериментальных исследований энергетических параметров LiFeAs сходятся в том, что для внутренней дырочной поверхности Ферми характеристическое отношение теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ),  $2\Delta_{\Gamma}/k_B T_c$ , лежит в диапазоне 6–8.5, а для конденсата в электронных зонах  $2\Delta_L/k_B T_c \approx 4.8-5.5$ .

В данной работе мы представляем спектры динамической проводимости симметричных контактов на микротрещине сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (SnS), полученных техникой *break-junction* в монокристаллах LiFeAs с  $T_c^{\text{bulk}} = (16-17)$  К. Наши экспериментальные результаты свидетельствуют о реализации трехщелевой сверхпроводимости. Впервые получены спектры SnS-андреевских контактов, на которых видны четкие, но расщепленные особенности, соответствующие большим щелям  $\Delta_{\Gamma} = (5.1-6.5)$  мэВ со слабой анизотропией ( $< 8\%$ ),  $\Delta_L = (3.8-4.8)$  мэВ с достаточно сильной анизотропией ( $\sim 12\%$ ) и малой щели  $\Delta_S = (0.9-1.9)$  мэВ, для которой по нашим данным расщепление особенностей и, соответственно, анизотропия значительны и составляют не менее 20%. Показано, что полученные температурные зависимости щелей могут быть описаны в рамках двухщелевой системы уравнений Москаленко и Сула [33] (с перенормированным БКШ-интегралом). Так как температурный ход больших щелей  $\Delta_{\Gamma,L}(T)$  практически идентичен и, следовательно, плотности состояний в зонах  $N_L \approx N_{\Gamma}$ , их можно рассматривать как единую эффективную зону с  $\Delta_L^{\text{eff}} \approx (\Delta_{\Gamma} + \Delta_L)/2$ . Таким

образом, для описания температурного поведения параметров порядка  $\Delta_i$  применим двухщелевой подход. По нашим экспериментальным данным определены величины относительных внутризонных и межзонных констант электрон-бозонного взаимодействия. Показано, что межзонное взаимодействие в LiFeAs значительно слабее внутризонного. Приводится сравнение полученных значений щелей с энергией магнитного резонанса.

Мы использовали монокристаллы LiFeAs, синтез и характеристика которых подробно описаны в [34], с объемными критическими температурами  $T_c^{\text{bulk}} = (16-17)$  К. Исследования сверхпроводящих свойств осуществлялись с помощью андреевской спектроскопии [35]. Этот метод основан на эффекте многократных андреевских отражений, реализующемся в наноконтактах SnS шарвиновского типа [36] (их диаметр  $a$  меньше квазичастичной длины свободного пробега  $l$ ) – так называемых баллистических контактах. Квазичастица, ускоряясь за счет созданной в контакте разности потенциалов  $V$ , пролетает через слой  $n$ , который ведет себя подобно металлу. Отражаясь от границ металл-сверхпроводник, она меняет знак заряда и обеих компонент скорости, набирая при каждом отражении энергию  $eV$  до тех пор, пока ее энергия не станет достаточной для попадания на квазичастичную ветвь зоны проводимости сверхпроводника:  $E_{\text{min}} \geq E_F + \Delta$ . Таким образом, при смещениях  $V_n = 2\Delta/en$  (где  $n = 1, 2, \dots$ ) на спектре динамической проводимости такого контакта будут наблюдаться особенности – минимумы, составляющие субгармоническую щелевую структуру (СГС) [37–39]. Очевидно, что при  $n \rightarrow \infty$ ,  $V_n \rightarrow 0$ , также при малых смещениях из-за возрастающей эффективности андреевского транспорта возникает значительный избыточный ток. На вольт-амперной характеристике (ВАХ) он проявляется в виде характерного линейного участка высокой крутизны, называемого “фут”. Присутствие фута на ВАХ является важнейшим признаком SnS-контакта.

Согласно теории [39], описывающей случай SnS-контактов высокой прозрачности, количество наблюдаемых андреевских рефлексов соответствует отношению длины свободного пробега к диаметру контакта,  $l/a$ . В работе [39] показано, что положение минимумов СГС соответствует параметру порядка вплоть до  $T_c$ . Таким образом, величина щели может быть определена как  $2\Delta = eV_n n$  при любых температурах, при которых существует сверхпроводящее состояние. Последнее крайне важно, так как позволяет определять  $\Delta$  напрямую из экспериментальных спектров, не прибегая к фитингу со многими подгоночными коэффициентами (7 для двухщелевого случая,

11 для трехщелевого). Тем не менее, для особенностей СГС, определяемой анизотропным параметром порядка, имеет смысл провести сопоставление экспериментально определенного и расчетного  $dI/dV$ -спектра SnS-андреевского контакта. Дело в том, что в случае анизотропии  $\Delta \lesssim 45\%$  это может выявить как причину, так и величину анизотропии. Особенно легко провести такой фитинг, если андреевский ток идет преимущественно в  $c$ -направлении, так как вклады в проводимость SnS-контакта от варьирующейся (в  $k$ - или реальном пространстве) амплитуды параметра порядка  $\Delta$  можно рассматривать как полностью независимые (параллельные), что и было нами проделано. В случае многозонного сверхпроводника в спектрах будет наблюдаться несколько СГС (для каждой из щелей).

Симметричные SnS-контакты создавались в образцах с помощью техники контакта на микротрещине (break-junction) [40]. Прямоугольный образец с размерами примерно  $3 \times 1.5 \times 0.2$  мм<sup>3</sup> закреплялся на пружинистом измерительном столике жидким индий-галлиевым припоем по четырехконтактной схеме подключения. Для предотвращения деградации LiFeAs на открытом воздухе процесс монтажа образца проводился в аргоновой атмосфере. При механическом прогибе столика, предварительно охлажденного до  $T = 4.2$  К, в образце образовывалась микротрещина. Как было показано в [16], слоистый монокристалл LiFeAs раскалывается именно вдоль  $ab$ -направления между плоскостями лития. Таким образом, микротрещина создает барьер нормального металла, разделяющий два сверхпроводящих берега, т.е. формирует SnS-контакт в  $c$ -направлении. Массивные сверхпроводящие берега, а также удаленность токовых контактов образца обеспечивают хороший теплоотвод от области измерений (контакта). Расположение микротрещины в глубине образца препятствует проникновению примесей на поверхности криогенного скола, оставляя их настолько чистыми, насколько это возможно.

Взяв для оценки величину удельного сопротивления наших образцов в нормальном состоянии  $\rho_N(20 \text{ К}) = (1-5) \cdot 10^5$  мОм · см, длины свободного пробега  $l = (4-5)$  нм [41] и типичное значение сопротивления наших SnS-контактов  $R_N \sim 10$  Ом, можно рассчитать диаметр контакта по формуле Шарвина  $a = \sqrt{\frac{4}{3\pi} \frac{\rho_N l}{R}}$  [36]:  $a \approx (1-3)$  нм  $< l$ .

Таким образом, несмотря на небольшую разницу значений  $a$  и  $l$ , получаемые нами контакты на микротрещине находятся в баллистическом режиме. Ожидаемое количество андреевских особенностей на спектрах составляет 1–2.

Из-за ярко выраженной слоистости кристаллической решетки LiFeAs на поверхности криогенных сколов образуются структуры, называемые “ступеньки-и-террасы” (высота ступенек кратна параметру  $c$  элементарной ячейки). Они могут работать как стопочные контакты, т.е. естественные структуры типа S-n-S-n-...-S [42]. Такая стопка электрически эквивалентна нескольким последовательно подключенным тождественным SnS-контактам. Следовательно, смещения любых особенностей (отражающих объемные свойства материала) на ВАХ и  $dI(V)/dV$ -спектре будут промасштабированы в  $N$  раз, где  $N$  – число контактов в стопке [43]. Это означает реализацию эффекта внутренних многократных андреевских отражений, который впервые наблюдался на Bi-2201 [44], а впоследствии – на всех исследованных слоистых материалах. Нормируя стопочные  $dI/dV$ -характеристики на спектр одиночного SnS-контакта, можно определить как  $N$ , так и величины щелей. Проведение исследований на стопочных контактах гарантирует измерение именно объемных величин сверхпроводящих щелей. В [43] нами было показано, что с ростом  $N$  вклад вносимых поверхностью криогенного скола неоднородностей уменьшается, а целевые особенности на спектрах динамической проводимости становятся более резкими, что означает увеличение точности определения щелей примерно в  $N$  раз. Представленные ниже результаты получены двумя методами: андреевской спектроскопией одиночных SnS-контактов и внутренней андреевской спектроскопией стопок S-n-S-n-...-S.

На рис. 1 для SnS-андреевских контактов приведены ВАХ и спектры динамической проводимости  $dI(V)/dV$  для их сопоставления. Кривые сдвинуты по оси ординат для удобства рассмотрения. Три верхних спектра, связанных вертикальной стрелкой (справа), соответствуют одиночным SnS-андреевским контактам (при  $T = 4.2$  K), полученным последовательной механической перестройкой на образце LFA12: LFA12\_d8, LFA12\_b и LFA12\_f2. Вольтамперные характеристики этих контактов (стиль ВАХ на рис. 1 соответствует стилю их производных) сильно нелинейны. В частности, ярко выраженный участок избыточного тока при малых смещениях (фут) является признаком того, что контакты находятся в андреевском баллистическом режиме. На их производных хорошо виден ряд минимумов динамической проводимости на смещениях примерно 12–13 и 3–4 мВ, а также менее четко выраженные особенности на  $\sim 8$  мВ. Положения всех этих особенностей не составляют единой СГС. Ни все они, ни какая-либо их комбинация не отве-

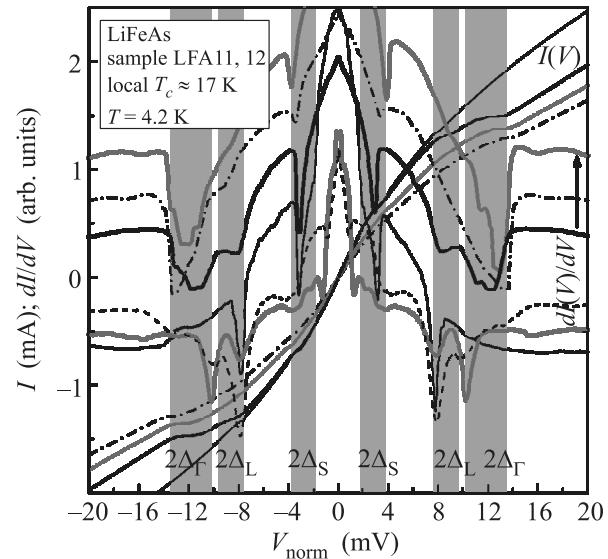


Рис. 1. Вольтамперные характеристики  $I(V)$  и спектры динамической проводимости  $dI(V)/dV$  для полученных последовательной механической перестройкой одиночных SnS-андреевских контактов LFA12\_d8 (жирные черные кривые), LFA12\_b (штрихпунктирные кривые) и LFA12\_f2 (серая верхняя кривая), а также стопочных контактов LFA11\_d2 (штриховые кривые, 2 контакта в стопке), LFA11\_c (серая нижняя кривая, 2 контакта в стопке) и LFA11\_d8 (тонкая кривая, 3 контакта в стопке). Стопочные характеристики нормированы на один контакт. Данные получены при  $T = 4.2$  K. Локальные критические температуры контактов примерно равны и составляют  $T_c^{local} \approx (16-17)$  K. Вертикальные области отмечают положение андреевских особенностей, отвечающих сверхпроводящим щелям  $\Delta_\Gamma \approx 5.8 \pm 0.7$  мэВ,  $\Delta_L \approx 4.3 \pm 0.5$  мэВ и  $\Delta_S \approx 1.4 \pm 0.5$  мэВ. Разброс значений  $\Delta_{L,S}$  соответствует их анизотропии

чают последовательности андреевских субгармоник при разных  $n = 1, 2, \dots$ . Следовательно, они могут описывать свойства разных конденсатов и, согласно формуле,  $V_{n,i} = 2\Delta/en_i$  соответствовать удвоенным значениям трех независимых щелей, обозначенных на рис. 1 как  $\Delta_\Gamma$ ,  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ , либо особенности  $2\Delta_\Gamma$  и  $2\Delta_L$  могут составлять единый размазанный минимум, ширина которого определяет меру анизотропии некоторой эффективной щели  $2\Delta_L^{eff}$ .

Проведем детальное сравнение. Три нижних спектра на рис. 1 представляют собой динамическую проводимость (с подавленным экспоненциальным ходом) стопочных контактов LFA11\_d2 (2 контакта в стопке), LFA11\_c (2 контакта в стопке) и LFA11\_d8 (3 контакта). Стопочные характеристики были нормированы по напряжению на одноконтактные [43]. После масштабирования смещения этих

$dI/dV$ -спектров на соответствующие целые числа  $N$  при кажущемся многообразии форм особенностей мы добились их качественного совпадения. В отличие от трех спектров, показанных в верхней части рис. 1, особенности в районе  $\sim 8$  мВ являются четкими и хорошо воспроизводятся, а минимумы на смещениях 10–13 мВ размазаны и имеют низкую амплитуду. Почему проявляется такая изменчивость? Наличием поверхностных состояний это объяснить нельзя, поскольку хорошо известно, что поверхность сверхпроводящего в стехиометрическом составе LiFeAs химически чиста и не заряжена. Если же указанные особенности относятся к сверхпроводящим щелям, реализующимся в разных зонах, то подобное поведение может быть объяснено значительным различием фермиевских скоростей в этих зонах. Последнее, в свою очередь, приводит к тому, что условия транспорта носителей для зон с  $\Delta_\Gamma$ ,  $\Delta_L$  могут варьироваться для различных микроконтактов в зависимости от свойств барьера. На основе вышесказанного можно предположить, что эти щели реализуются в зонах, сильнее всего различающихся в импульсном пространстве, т.е. расположенных в окрестностях  $\Gamma$ - и  $M$ -точек  $k$ -пространства.

Легко заметить, что положения особенностей, обозначенных на рис. 1 как  $2\Delta_S$ , совпадают, а форма этих минимумов на трех верхних спектрах и тонкой сплошной кривой для LFA11\_d8 из нижней тройки схожа. Рассмотрим подробнее форму наблюдаемых особенностей.

На рис. 2 показаны увеличенные фрагменты экспериментальных спектров с рис. 1 (точки) с подавленным экспоненциальным ходом, содержащие андреевские особенности от больших щелей  $\Delta_\Gamma$ ,  $\Delta_L$  (контакты LFA11\_c, LFA12\_f2) и малой щели  $\Delta_S$  (контакт LFA11\_d8). Хорошо прослеживается дублетный характер особенности от малой щели  $\Delta_S$ . Он представляет собой два минимума на смещениях  $\sim 3.2$  и  $\sim 2$  мВ, соединенных “арочной конструкцией”. Особенности на смещениях 2–2.5 мВ присутствуют на всех приведенных на рис. 1 спектрах, кроме кривой для LFA12\_d8, хотя из-за резко нарастающего при  $V \rightarrow 0$  экспоненциального хода они слабо заметны. Фитинг экспериментального спектра LFA11\_d8 с рис. 2 теоретической зависимостью на основе модели Кюммеля [39] с учетом анизотропии в импульсном пространстве показал, что такая форма андреевского рефлекса характерна для анизотропной щели, которая зависит от направления  $\theta$  в  $k$ -пространстве как  $\Delta_S(\theta) = \Delta_S^{\text{eff}}[1 + A \cos(4\theta)]$ , т.е. имеет четыре волны [45]. Соответствующее угловое распределение схематически приведено на вставке к рис. 2 (положение  $\theta = 0$  выбрано произвольно). Два минимума, со-

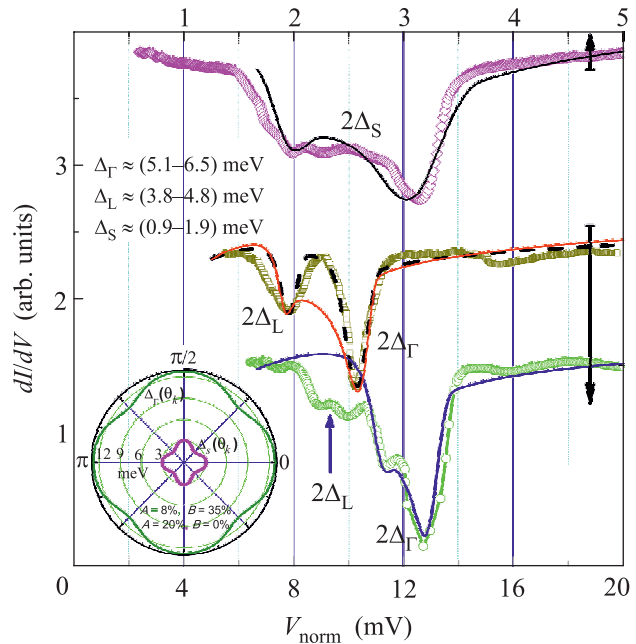


Рис. 2. Увеличенные фрагменты экспериментальных спектров с рис. 1 (точки) с подавленным экспоненциальным ходом, содержащие андреевские особенности от больших щелей  $\Delta_\Gamma$ ,  $\Delta_L$  (контакты LFA11\_c, LFA12\_f2, нижние темная и серая кривые, соответственно; относятся к нижней оси смещений) и малой щели  $\Delta_S$  (контакт LFA11\_d8, верхняя кривая; относится к верхней оси смещений). Фитинг экспериментальных спектров теоретическими зависимостями на основе модели Кюммеля [39] для случаев анизотропии щели в  $k$ -пространстве показан сплошными линиями, для случая двух независимых щелей (LFA11\_c) – штриховой линией. На вставке – распределения щелей  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta_S$  в зависимости от направления в  $k$ -пространстве. Положение угла  $\theta = 0$  взято для  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta_S$  условно и может не совпадать для этих параметров порядка

ставляющие дублет на спектре проводимости, определяют по формуле  $2\Delta = eV_1$  минимальное и максимальное значения малой щели. Видно, что для малой щели анизотропия в  $k$ -пространстве значительна ( $A \approx 20\%$ ), а  $\Delta_S^{\text{eff}} \approx 1.3$  мэВ.

Андреевские особенности от большой щели  $\Delta_\Gamma$  также имеют дублетный характер. Здесь мы, как и для малой щели, видим дублет, состоящий из двух минимумов на смещениях 11.3 и 12.7 мВ (см. нижний спектр LFA12\_f2 на рис. 2). Отличие тонкой структуры  $\Delta_\Gamma$  для этого и других контактов с рис. 1 заключается в том, что их анизотропия проявляется гораздо слабее по сравнению с особенностями у  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ , достигая 8%. Фитинг для LFA12\_f2 по Кюммелю с учетом анизотропии (см. рис. 2) соответствует распределению в  $k$ -пространстве параметра порядка

$\Delta_{\Gamma}(\theta) = \Delta_{\Gamma}^{\text{eff}}\{1 + A \cos[4\theta - B \sin(4\theta)]\}$ , где поправка  $B \sin(4\theta)$  описывает разницу интенсивностей минимумов дублета. Угловое распределение большой щели  $\Delta_{\Gamma}(\theta)$  показано на вставке к рис. 2. Ему отвечают значения  $\Delta_{\Gamma}^{\text{eff}} \approx 11.8$  мэВ,  $A \approx 8\%$ ,  $B \approx 35\%$ . Так как SnS-андреевская спектроскопия нечувствительна к определению фазы параметра порядка, положение угла  $\theta = 0$  взято для  $\Delta_{\Gamma}$  и  $\Delta_S$  условно и может для этих параметров порядка и не совпадать. Заметим, что на смещениях 9–10 мэВ кривая фитинга для  $\Delta_{\Gamma}$  не совпадает со спектром динамической проводимости. Это может быть объяснено присутствием андреевского минимума от конденсата, определяемого параметром порядка  $\Delta_L$ . Расщепление андреевского минимума для щели  $\Delta_L^{\text{eff}} \approx 9.4$  мэВ также свидетельствует о ее значительной анизотропии (порядка 12%).

Дублетный минимум на спектре контакта LFA11\_c (средний спектр на рис. 2) на первый взгляд также соответствует гофрированному  $s$ -типу симметрии параметра порядка. Однако, фитинг с учетом анизотропии щели  $\Delta_L^{\text{eff}} (1 + A \cos[4\theta - B \sin(4\theta)])$ , даже при введении поправки  $B \sin(4\theta)$  не описывает наблюдаемую экспериментально форму особенности. Соединяющая оба минимума сильно асимметричная “арочная конструкция” проходит слишком низко, не достигая общего горизонтального уровня. Соответствие экспериментального спектра фитингу с учетом иных форм возможной анизотропии щели  $\Delta_L (1 + A|\cos(4\theta)|, 1 + 100\% \cos(4\theta), A \cos(4\theta))$  оставляет желать лучшего. Значит, эти минимумы на смещениях  $\sim 7.8$  и  $\sim 10.3$  мВ не могут относиться к расщеплению одного параметра порядка, а описывают свойства разных зон с разными щелями. Действительно, теоретический спектр (см. рис. 2), соответствующий случаю двух независимых больших щелей, открывающихся на разных листах поверхности Ферми, описывает экспериментальный с хорошей точностью. Слабо асимметричная форма минимума, отмеченного как  $\Delta_L$  (в сторону малых смещений особенность более пологая), также косвенно свидетельствует о анизотропии этой щели. Дополнительные андреевские особенности, отвечающие анизотропии щелей  $\Delta_{\Gamma}$  и  $\Delta_L$ , сильно размыты, возможно, из-за слабого структурного беспорядка в области контакта LFA11\_c.

Итак, спектры динамической проводимости, представленные на рис. 1, определяют три независимые сверхпроводящие щели:  $\Delta_{\Gamma} \approx 5.8 \pm 0.7$  мэВ,  $\Delta_L \approx 4.3 \pm 0.5$  мэВ и  $\Delta_S \approx 1.4 \pm 0.5$  мэВ. Разброс значений щелей  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$  соответствует их анизотропии. Вариация  $\Delta_{\Gamma}$  при анизотропии, не

превышающей 8%, скорее всего, определяется дефектностью. Соответствующие этим значениям характеристические отношения теории БКШ составляют  $2\Delta_{\Gamma}/k_B T_c \approx 7-9$ ,  $2\Delta_L/k_B T_c \approx 5.3-6.7$ ,  $2\Delta_S/k_B T_c \approx 2$ , где  $T_c$  – критическая температура в объеме,  $T_c^{\text{bulk}} \approx 16.5$  К.

Для получения температурных зависимостей щелей  $\Delta_{\Gamma}$  и  $\Delta_S$   $dI(V)/dV$ -характеристика одиночного контакта LFA12b была измерена в интервале температур  $4.2 \text{ К} \leq T \leq 16 \text{ К}$  (рис. 3). Хорошо вид-

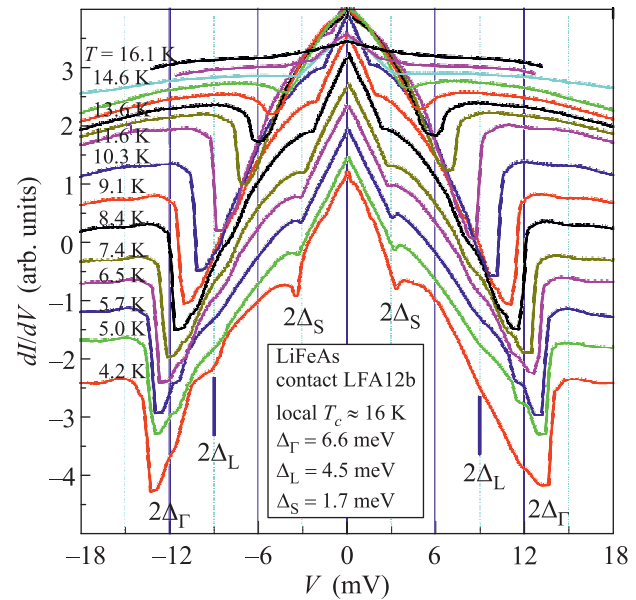


Рис. 3. Спектры динамической проводимости контакта LFA12\_b, измеренные в интервале температур  $4.2 \text{ К} \leq T \leq T_c^{\text{local}} \approx 16 \text{ К}$ . Характеристики сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства рассмотрения. Положения андреевских рефлексов отмечены как  $2\Delta_{\Gamma}$ ,  $2\Delta_L$  и  $2\Delta_S$

но, как при увеличении температуры особенности от обеих щелей приближаются к нулю, становясь менее интенсивными. При  $T \approx 16 \text{ К}$  производная ВАХ линейризовалась. На ней исчезли особенности, описываемые многократными андреевскими отражениями. Последнее подразумевает переход контактной области с диаметром  $a \approx 2 \pm 1$  нм в нормальное состояние. Соответствующая этому локальная критическая температура  $T_c^{\text{local}}$  может отличаться от объемной температуры  $T_c^{\text{bulk}}$  образца, измеряемой по данным температурных зависимостей сопротивления или магнитовосприимчивости. Минимум проводимости на  $V \approx 1.3$  мВ линейно сдвигается в сторону меньших смещений при  $T \rightarrow T_c^{\text{local}}$  и соответствует началу фута. Построенные по данным рис. 3 температурные зависимости щелей  $\Delta_{\Gamma}(T)$  и  $\Delta_S(T)$  приведены на рис. 4. Прежде всего стоит от-



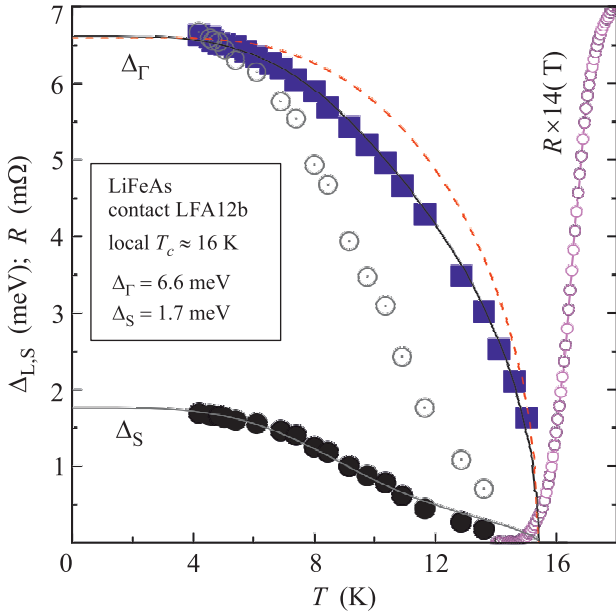


Рис. 4. Температурные зависимости щелей  $\Delta_{\Gamma}(T)$  (квадраты) и  $\Delta_S(T)$  (сплошные кружки), построенные по данным рис. 3. Для сравнения открытыми кружками (темными и светлыми соответственно) приведены нормированная зависимость  $\Delta_S(T)\Delta_{\Gamma}(0)/\Delta_S(0)$  и резистивный переход образца LFA12. Сплошными линиями представлены теоретические температурные зависимости щелей, рассчитанные на основе двухщелевой БКШ-модели Москаленко и Сула [33]. Штриховая линия соответствует стандартной однощелевой БКШ-образной функции

метить, что наблюдаемые особенности имеют разный температурный ход. Ход нормированной зависимости  $\Delta_S(T)\Delta_{\Gamma}(0)/\Delta_S(0)$  не совпадает с температурным поведением  $\Gamma$ -щели. Это подтверждает вывод о том, что данные особенности описывают свойства разных сверхпроводящих конденсатов. Кроме того, нельзя не обратить внимание на явное отклонение обеих температурных зависимостей от однощелевой БКШ-образной функции (см. рис. 4). Зависимость  $\Delta_S(T)$  начинает уменьшаться уже при температурах порядка 4 К, после чего плавно подходит к  $T_c^{\text{local}}$ . Ход же большой щели в целом соответствует стандартной БКШ-образной кривой. Однако, при  $T \geq 4$  К  $\Delta_{\Gamma}(T)$  проседает вниз относительно последней, подходя к нулю практически вертикально. Обе щели закрываются при общей критической температуре  $T_c^{\text{local}} \approx 16$  К.

Такое поведение щелей типично для эффекта близости в  $k$ -пространстве между сверхпроводящими конденсатами. Оно описывается системой щелевых уравнений Москаленко и Сула [33] – двухщелевой БКШ-моделью. Рассчитанные на основе этой

системы уравнений (при температурной перенормировке БКШ-интеграла, необходимой для описания сверхпроводников с характеристическим отношением  $2\Delta/k_B T_c > 3.52$ ) температурные зависимости большой и малой щелей (см. рис. 4) хорошо согласуются с экспериментальными. Свободным параметром здесь служило отношение плотностей состояний в зонах  $\alpha = N_S/N_{\Gamma}$ , так как полученные из фитинга зависимости качественно описывали экспериментальные зависимости  $\Delta_{S,\Gamma}(T)$  в широком интервале значений  $\alpha$ . Для определения констант электрон-бозонного взаимодействия  $\lambda_{ij}$  нами выбиралась минимально возможная величина параметра  $\alpha_{\text{min}}$ . Тем не менее, по нашим данным для LiFeAs  $\alpha_{\text{min}} > 15$ . Столь высокие значения для минимально возможных  $\alpha$  наблюдались нами ранее для температурных зависимостей щелей в MgB<sub>2</sub>. Там значение  $\alpha_{\text{min}}$  лежало в интервале от 8 до 15.

На основании фитинга (см. рис. 4) были оценены относительные значения констант связи  $\lambda_{ij} = V_{ij}N_j$  (где  $V_{ij}$  – матричные элементы взаимодействия между  $i$ -й и  $j$ -й зонами,  $N_j$  – плотность состояний в  $j$ -й зоне), как внутризонных ( $i = j$ ), так и межзонных ( $i \neq j$ ):  $\lambda_{\Gamma\Gamma} : \lambda_{SS} : \lambda_{S\Gamma} : \lambda_{\Gamma S} = 0.65 : 0.5 : 0.009 : 0.2$  (все величины нормированы на значение константы  $\lambda_{SS}$ , взятой равной 0.5). Отношение плотностей состояний в зонах с  $\lambda_{\Gamma}$  и  $\lambda_S$  по нашим оценкам составляет  $\alpha = N_S/N_{\Gamma} \approx 22$ . Столь высокое отношение выглядит достаточно странно, так как классическое соотношение предполагает, что  $N_1/N_2 = \Delta_2/\Delta_1 \approx 4$ . С другой стороны, в работе [46] было сделано предположение о том, что в случае симметрии  $s^{\pm}$ -типа должно выполняться соотношение  $\alpha = N_1/N_2 \approx (\Delta_2/\Delta_1)^2$ . Тогда при подстановке наших экспериментальных значений для  $\Delta_{\Gamma}$  и  $\Delta_S$  получим  $\alpha \approx 15$ , что значительно ближе к определенному нами из фитинга значению 22. Заметим, что при этом  $\lambda_{\Gamma\Gamma}, \lambda_{SS} \gg \lambda_{S\Gamma}, \lambda_{\Gamma S}$ , а отношение  $\beta = \sqrt{\lambda_{\Gamma\Gamma}\lambda_{SS}/\lambda_{S\Gamma}\lambda_{\Gamma S}} \approx 13$ . Это однозначно указывает на доминирующую роль внутризонного взаимодействия, что не согласуется с преобладанием межзонного спаривания, необходимого для реализации  $s^{\pm}$ -модели [46]. Также из фитинга нами были оценены “собственные” характеристические отношения БКШ для большой и малой щелей:  $2\Delta_{\Gamma}/k_B T_c^{\Gamma} \approx 7.6$ ,  $2\Delta_S/k_B T_c^S \approx 4.6$ , где  $T_c^{\Gamma}$  и  $T_c^S$  – гипотетические  $T_c$  соответствующих конденсатов при условии нулевого взаимодействия между ними. Очевидно, что в реальности  $T_c^S < T_c^{\text{local}} < T_c^{\Gamma}$ .

Спектр стопочного контакта LFA11\_c, измеренный при различных температурах вплоть до локальной  $T_c^{\text{local}} \approx 16.5$  К, показан на рис. 5. На нем достаточно четко видны особенности от трех щелей,  $\Delta_{\Gamma}$ ,

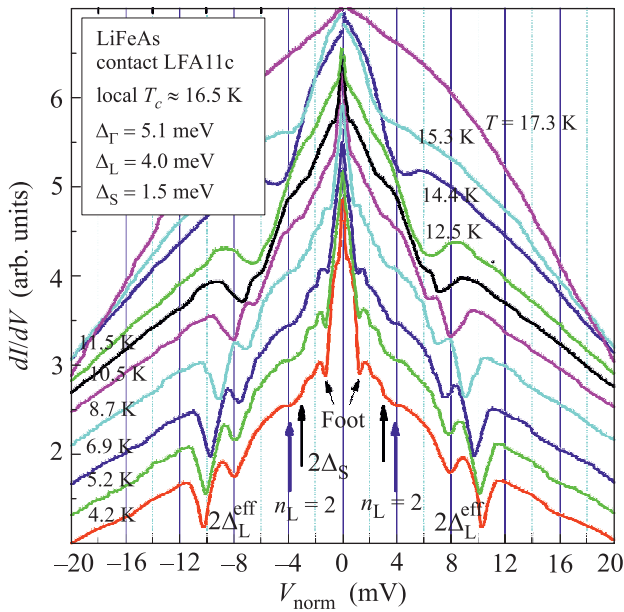


Рис. 5. Нормированные спектры динамической проводимости контакта LFA11\_c, полученные в интервале температур  $4.2 \text{ K} \leq T \leq T_c^{\text{local}} \approx 16.5 \text{ K}$ . Характеристики сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства рассмотрения. Положения андреевских рефлексов для больших щелей  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta_L$  отмечены как  $2\Delta_L^{\text{eff}}$  и  $n_L = 2$ , для малой щели – как  $2\Delta_S$

$\Delta_L$  и  $\Delta_S$ , температурный ход которых приведен на рис. 6. Выше нами уже было показано, что близко расположенные особенности на  $V \approx \pm 9 \text{ мВ}$  не являются расщеплением одного параметра порядка, а определяются двумя щелями,  $2\Delta_\Gamma$  и  $2\Delta_L$ . Температурная зависимость разности  $\Delta_\Gamma - \Delta_L$  также приведена на рис. 6. Если бы эти щели были полностью независимыми или определялись двумя участками контакта с различными значениями  $\Delta$  в реальном пространстве (например, из-за наличия примесей), то зависимости  $\Delta_L(T)$  и  $\Delta_\Gamma(T)$  шли бы к разным  $T_c$  и не имели бы, соответственно, монотонно убывающей разности  $(\Delta_\Gamma - \Delta_L)(T)$ . Заметим, что при нормировке  $\Delta_L(T)$  на  $\Delta_\Gamma(T)$  их температурный ход практически совпадает. Согласно теории Москаленко и Сула [33], это означает, что плотности состояний в  $\Delta_\Gamma$ - и  $\Delta_L$ -зонах примерно равны ( $\alpha \approx 1$ ). В трехзонном приближении полная аналогия прогибов на зависимостях  $\Delta_L(T)$  и  $\Delta_\Gamma(T)$  говорит о том, что межзонные константы  $\lambda_{L\Gamma} \approx \lambda_{\Gamma L} \ll \lambda_{S\Gamma}, \lambda_{S L}$ . Следовательно,  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta_L$  можно рассматривать как одну эффективную зону с щелью  $\Delta_L^{\text{eff}} = (\Delta_\Gamma + \Delta_L)/2$ . Ее температурная зависимость приведена на рис. 7. Кроме того, можно провести фитинг зависимостей  $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$  и  $\Delta_S(T)$  двухщелевой моделью (см. рис. 7). Зависимости эффективной большой щели и малой щели имеют аналогичный температурный ход (в отличие от

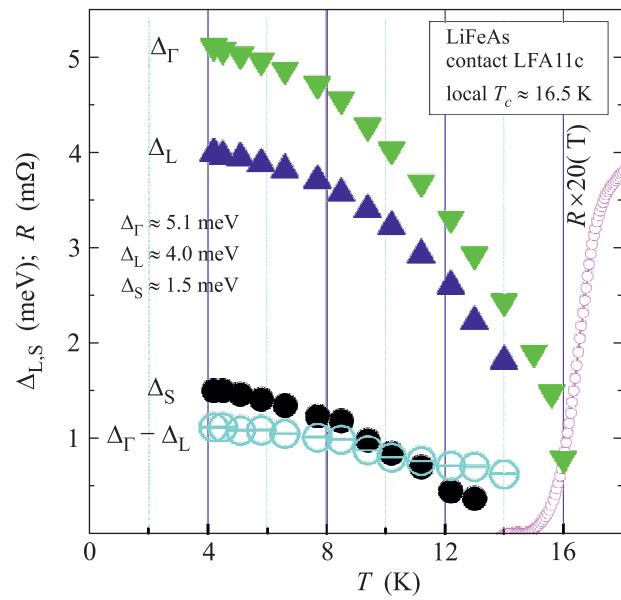


Рис. 6. Температурные зависимости щелей  $\Delta_\Gamma(T)$  (перевернутые треугольники),  $\Delta_L(T)$  (прямые треугольники), их разности  $\Delta_\Gamma - \Delta_L$  (открытые перечеркнутые кружки) и  $\Delta_S(T)$  (закрытые кружки), построенные по данным рис. 5. Для сравнения открытыми кружками приведен резистивный переход образца LFA11. Ход разности  $\Delta_\Gamma - \Delta_L$  не повторяет  $\Delta_S(T)$ . Зависимости параметров порядка  $\Delta_\Gamma(T)$  и  $\Delta_L(T)$  идентичны с точностью до линейного коэффициента и идут к одной  $T_c$

данных рис. 4). Теоретические  $\Delta_i(T)$ , с хорошей точностью описывающие экспериментальные результаты, рассчитаны для случая  $\alpha_{\min} = N_S/N_{L\text{eff}} \approx 16$ ,  $\lambda_{LL} : \lambda_{SS} : \lambda_{SL} : \lambda_{LS} = 0.6 : 0.5 : 0.011 : 0.17$ . Здесь  $\Delta_L^{\text{eff}}(0) \approx 4.6 \text{ мэВ}$ ,  $\Delta_S(0) \approx 1.5 \text{ мэВ}$ ,  $(\Delta_L/\Delta_S)^2 \approx 9.4$ , что качественно согласуется с величиной  $\alpha_{\min}$ , тем не менее, доминируют внутризонные константы  $\lambda$  ( $\beta \approx 13$ ). Для рассматриваемой температурной зависимости “собственные” характеристические отношения БКШ для большой и малой щелей составляют  $2\Delta_{L\text{eff}}/k_B T_c^{\text{Leff}} \approx 4.8$ ,  $2\Delta_S/k_B T_c^S \approx 3.7$ , соответственно.

Таким образом, значения  $\alpha$  и относительных  $\lambda_{ij}$  для контактов LFA11\_c и LFA12\_b оказались достаточно близки. Это говорит о хорошей воспроизводимости наших данных, полученных методами андреевской и внутренней андреевской спектроскопии. Кроме того, это подтверждает правомочность нашего предположения о том, что  $\Delta_\Gamma$ - и  $\Delta_L$ -конденсаты практически не взаимодействуют. “Собственные” характеристические отношения БКШ для малой щели (в гипотетическом случае полного отсутствия межзонных взаимодействий)  $2\Delta_S/k_B T_c^S = 3.7\text{--}4.6$ . В ре-



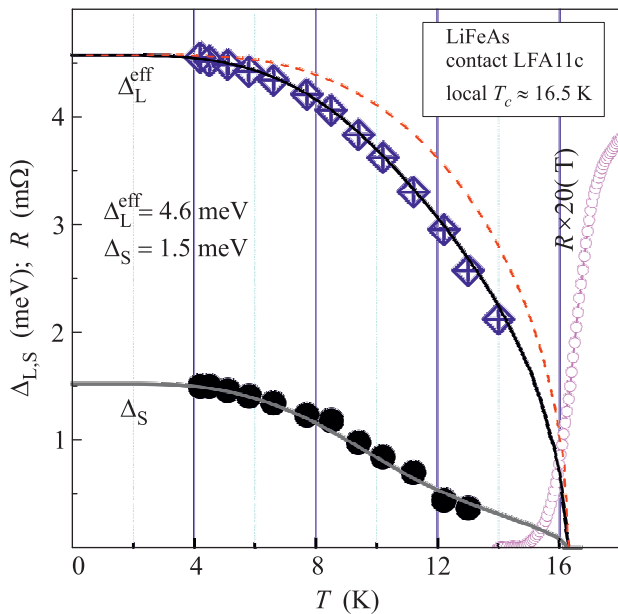


Рис. 7. Температурные зависимости эффективной большой щели  $\Delta_L^{\text{eff}} = (\Delta_\Gamma + \Delta_L)/2$  (перечеркнутые ромбы) и малой щели  $\Delta_S(T)$  (закрытые кружки), построенные по данным рис. 5. Для сравнения открытыми кружками приведен резистивный переход образца LFA11. Сплошными линиями представлены теоретические температурные зависимости щелей, рассчитанные на основе двухщелевой БКШ-модели Москаленко и Сула [33]. Штриховая линия соответствует стандартной однощелевой БКШ-образной функции

зультате возможно описание в рамках теории сильной связи Элиашберга [3].

Сравнивая определенные в настоящей работе величины трех щелей с данными ARPES (наши значения хорошо согласуются с результатами Борисенко и др. [23], полученными на одних и тех же монокристаллах [34]), можно предположить, что большая щель  $\Delta_\Gamma$  открывается ниже  $T_c$  на внутреннем дырочном цилиндре в окрестностях  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна, малая щель  $\Delta_S$  – на внешнем цилиндре около  $\Gamma$ -точки, а средняя щель  $\Delta_L$  – на электронных эллипсоидах M-точки. Это также согласуется с теоретическими расчетами [13, 18], в которых было показано, что внешний дырочный цилиндр поверхности Ферми характеризуется наибольшей плотностью состояний  $N_s$ . Принимая во внимание полученные нами соотношения  $\lambda_{L\Gamma} \approx \lambda_{GL} \ll \lambda_{S\Gamma}$ ,  $\lambda_{SL} \ll \lambda_{ii}$  (где  $i = \Gamma, L, S$ ), можно сделать вывод о слабом межзонном взаимодействии между дырочными и электронными зонами и определяющем значении внутризонного взаимодействия.

Итак, в настоящей работе в туннельном эксперименте, проведенном на образцах с максимальными

ми для соединения LiFeAs значениями  $T_c$ , впервые напрямую определены величины трех сверхпроводящих щелей,  $\Delta_\Gamma = (5.1–6.5)$  мэВ,  $\Delta_L = (3.8–4.8)$  мэВ и  $\Delta_S = (0.9–1.9)$  мэВ (при  $T \ll T_c$ ), их температурные зависимости, а также оценены величины анизотропии параметров порядка в  $k$ -пространстве ( $< 8$ ,  $\sim 12$ ,  $\sim 20\%$ , соответственно). Характеристические отношения теории БКШ для трех щелей составляют  $2\Delta_\Gamma/k_B T_c \approx 7–9$ ,  $2\Delta_L/k_B T_c \approx 5.3–6.7$  и  $2\Delta_S/k_B T_c \approx 2$ , где в качестве  $T_c$  взята критическая температура в объеме,  $T_c^{\text{bulk}} \approx 16.5$  К.

Из фитинга температурных зависимостей щелей нельзя сделать вывод о знаках констант  $\lambda_{ij}$  и, таким образом, проверить соблюдение  $s^{++}$ - или  $s^\pm$ -симметрии. С другой стороны, сравнивая  $2\Delta_i$  с экспериментально определенной энергией магнитного резонанса для LiFeAs из работы [8], можно убедиться в том, что при  $E_{\text{res}}/k_B T_c \approx 5.5$  величина  $E_{\text{res}} \approx 0.4\Delta_S \approx 1\Delta_L \approx 1.5\Delta_\Gamma$ . Отсюда можно косвенно заключить (см. [7]), что волновые функции параметров порядка  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$  находятся в одной фазе ( $s^{++}$ ). В противофазе же возможно нахождение только параметра  $\Delta_\Gamma$ , который реализуется на внутреннем дырочном цилиндре в окрестностях  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна.

Благодарим за поддержку проф. Я.Г. Пономарева, а также С.В. Борисенко, П.И. Арсеева, Н.К. Федорова и И.А. Девятова за полезные обсуждения. Авторы выражают особую благодарность С. Вюрмель и Б. Бюхрену за предоставленные для исследования образцы. Работа была поддержана грантом Президента РФ (проект # МК-3264.2012.2), Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 13-02-01451-а), а также грантом ERA.Net RUS (STPProjects-245 FeSuCo, 12-03-91674-ЭРА) и Deutsche Forschungsgemeinschaft (проекты # BE1749/13, BU887/15-1).

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
2. R. H. Liu, T. Wu, G. Wu, H. Chen, X. F. Wang, Y. L. Xie, J. J. Ying, Y. J. Yan, Q. J. Li, B. C. Shi, W. S. Chu, Z. Y. Wu, and X. H. Chen, *Nature* **459**, 64 (2009).
3. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960); **39**, 1437 (1960).
4. L. Boeri, O. V. Dolgov, and A. A. Golubov, *Physica C* **469**, 628 (2009).
5. C. de la Cruz, Q. Huang, J. W. Lynn, J. Li, W. Ratcliff, J. L. Zarestky, H. A. Mook, G. F. Chen, J. L. Luo, N. L. Wang, and P. Dai, *Nature* **453**, 899 (2008).
6. K. Kuroki, S. Onari, R. Arita, H. Usui, Y. Tanaka, H. Kontani, and H. Aoki, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 087004 (2008).

7. M. M. Korshunov and I. Eremin, *Phys. Rev. B* **78**, 140509(R) (2008).
8. A. E. Taylor, M. J. Pitcher, R. A. Ewings, T. G. Perring, S. J. Clarke, and A. T. Boothroyd, *Phys. Rev. B* **83**, 220514(R) (2011).
9. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
10. X. C. Wang, Q. Q. Liu, Y. X. Lv, W. B. Gao, L. X. Yang, R. C. Yu, F. Y. Li, C. Q. Jin, *Solid State Comm.* **148**, 538 (2008).
11. D. J. Singh and M.-H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 237003 (2008).
12. D. J. Singh, *Physica C* **469**, 418 (2009).
13. R. A. Jishi and D. Scalapino, arXiv:1306.2925.
14. B. Zeng, D. Watanabe, Q. R. Zhang, G. Li, T. Besara, T. Siegrist, L. Y. Xing, X. C. Wang, C. Q. Jin, P. Goswami, M. D. Johannes, and L. Balicas, *Phys. Rev. B* **88**, 144518 (2013).
15. C. W. Chu, F. Chen, M. Gooch, A. M. Guloy, B. Lorenz, B. Lv, K. Sasmal, Z. J. Tang, J. H. Tapp, and Y. Y. Xue, *Physica C* **469**, 326 (2009).
16. S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, A. N. Yaresko, A. A. Kordyuk, G. Behr, A. Vasiliev, R. Follath, and B. Buchner, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 067002 (2010).
17. O. Heyer, T. Lorenz, V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, S. V. Borisenko, I. Morozov, L. Harnagea, S. Wurmehl, C. Hess, and B. Buchner, *Phys. Rev. B* **84**, 064512 (2011).
18. G. A. Ummarinoa, S. Galasso, D. Daghero, M. Tortello, R. S. Gonnelli, A. Sanna, *Physica C* **492**, 21 (2013).
19. G. Lee, H. S. Ji, Y. Kim, C. Kim, K. Haule, Ga. Kotliar, B. Lee, S. Khim, K. H. Kim, K. S. Kim, K.-S. Kim, and J. H. Shim, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 177001 (2012).
20. S. Maiti, M. M. Korshunov, and A. V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **85**, 014511 (2012).
21. S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 177001 (2009).
22. A. Aperis and G. Varelogiannis, arXiv:1303.2231.
23. S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, A. A. Kordyuk, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, R. Follath, and B. Buchner, *Symmetry* **4**, 251 (2012).
24. K. Umezawa, Y. Li, H. Miao, K. Nakayama, Z.-H. Liu, P. Richard, T. Sato, J. B. He, D.-M. Wang, G. F. Chen, H. Ding, T. Takahashi, and S.-C. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 037002 (2012).
25. M. P. Allan, A. W. Rost, A. P. Mackenzie, Y. Xie, J. C. Davis, K. Kihou, C. H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, T.-M. Chuang, *Science* **336**, 563 (2012).
26. S. Chi, S. Grothe, R. Liang, P. Dosanjh, W. N. Hardy, S. A. Burke, D. A. Bonn, and Y. Pennec, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 087002 (2012).
27. X. Zhang, B. Lee, S. Khim, K. H. Kim, R. L. Greene, and I. Takeuchi, *Phys. Rev. B* **85**, 094521 (2012).
28. B. H. Min, J. B. Hong, J. H. Yun, T. Iizuka, S.-I. Kimura, Y. Bang, and Y. S. Kwon, *New J. Phys.* **15**, 073029 (2013).
29. J. Knolle, V. B. Zabolotnyy, I. Eremin, S. V. Borisenko, N. Qureshi, M. Braden, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, A. A. Kordyuk, S. Sykora, Ch. Hess, I. V. Morozov, S. Wurmehl, R. Moessner, and B. Buchner, *Phys. Rev. B* **86**, 174519 (2012).
30. D.-J. Jang, J. B. Hong, Y. S. Kwon, T. Park, K. Gofryk, F. Ronning, J. D. Thompson, and Y. Bang, *Phys. Rev. B* **85**, 180505 (2012).
31. S. Chi, S. Johnston, G. Levy, S. Grothe, R. Szedlak, B. Ludbrook, R. Liang, P. Dosanjh, S. A. Burke, A. Damascelli, D. A. Bonn, W. N. Hardy, and Y. Pennec, arXiv:1308.4413.
32. S. A. Kuzmichev, T. E. Shanygina, I. Morozov, A. I. Boltalin, M. V. Roslova, S. Wurmehl, and B. Buchner, *JETP Lett.* **95**, 537 (2012).
33. B. A. Москаленко, *ФММ* **4**, 503 (1959); H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
34. I. Morozov, A. Boltalin, O. Volkova, A. Vasiliev, O. Kataeva, U. Stockert, M. Abdel-Hafiez, D. Bombor, A. Bachmann, L. Harnagea, M. Fuchs, H.-J. Grafe, G. Behr, R. Klingeler, S. Borisenko, C. Hess, S. Wurmehl, and B. Buchner, *Cryst. Growth & Design* **10**, 4428 (2010).
35. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964).
36. Ю. В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1965).
37. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
38. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
39. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nikolsky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
40. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
41. T. Okada, H. Takahashi, Y. Imai, K. Kitagawa, K. Matsubayashi, Y. Uwatoko, and A. Maeda, *Phys. Rev. B* **86**, 064516 (2012).
42. H. Nakamura, M. Machida, T. Koyama, and N. Hamada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 123712 (2009).
43. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, Yu. F. Eltsev, V. M. Pudalov, K. S. Pervakov, A. V. Sadakov, A. S. Usoltsev, E. P. Khlybov, and L. F. Kulikova, *Eur. Phys. Lett.* **102**, 67006 (2013).
44. Ya. G. Ponomarev, K. K. Uk, M. A. Lorentz et al., *Inst. Phys. Conf. Ser.* **167**, 241 (2000).
45. J. Bok and J. Bouvier, *Physica C* **274**, 1 (1997).
46. I. I. Mazin and J. Schmalian, *Physica C* **469**, 614 (2009).