

Двухзонный механизм сверхпроводимости БКШ в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$

E. Г. Максимов⁺, A. Е. Каракозов*, A. А. Воронков^{△□}, B. П. Горшунов^{△□1)}, C. С. Жуков[○], E. С. Жукова^{△□}, B. С. Ноздрин[△], S. Haindl[▽], B. Holzapfel[▽], L. Schultz[▽], D. Wu[§], M. Dressef[§], K. Iida[▽], P. Kallina[§], F. Kurth[▽]

⁺ Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

* Учреждение Российской академии наук Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, 142190 Троицк, Россия

[△] Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

[□] Московский физико-технический институт (Государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

[○] Волгоградский государственный технический университет, 400131 Волгоград, Россия

[▽] IFW Dresden, Institute for Metallic Materials, P. O. Box 270116, 01171 Dresden, Germany

[§] Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 57, 70550 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 13 мая 2011 г.

Выполнен анализ терагерцовых и инфракрасных спектров проводимости $\sigma(\nu)$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon(\nu)$ пленочного образца $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ ($T_c = 20$ К) совместно с литературными данными по теплоемкости и фотоэлектронной эмиссии с угловым разрешением. Показано, что в сверхпроводящей фазе при $T = 5$ К спектры $\sigma(\nu)$ и $\epsilon(\nu)$ $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$, а также глубина проникновения магнитного поля хорошо описываются в рамках стандартной однозонной модели БКШ при аддитивном вкладе электронных и дырочных зон. Установлено, что экспериментальная температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля в широком интервале температур, $5 \text{ K} < T < T_c$, может быть описана лишь при введении в рассмотрение межзонного спаривающего взаимодействия. С применением модели двухзонной сверхпроводимости, разработанной ранее для MgB_2 , определены константы связи электронной и дырочной зон, $\lambda_{1,2} = 0.1$, а также температурные зависимости сверхпроводящих щелей в электронной и дырочной подсистемах.

1. Введение. Несмотря на относительно невысокие по сравнению с купратами критические температуры железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников (максимум 55–57 К), их открытие [1] замечательно в том отношении, что оно нарушает более чем двадцатилетнюю “купратную монополию” на высокотемпературную сверхпроводимость. Как и в самом начале эры купратов, с целью пролить свет на механизмы сверхпроводимости и проводимости в этом новом семействе сверхпроводящих соединений масса усилий (и теоретиков, и экспериментаторов) направлена сейчас на получение надежной информации о наиболее фундаментальных их характеристиках, таких, как величина и количество сверхпроводящих (СП) щелей в различных зонах, симметрия параметров порядка, тип агента, “склеивающего” носители тока в куперовские пары (фононы, магноны и т.д.), температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля и, соответственно, плотности сверхпроводящего конденсата. В отличие от “одно-

зонных” купратов, БКШ-сверхпроводников и “двухзонного” MgB_2 в Fe-сверхпроводниках уровень Ферми пересекают по крайней мере пять различных зон, вносящих свой вклад в проводящие и сверхпроводящие свойства [2]. Анализ физических свойств таких многозонных сверхпроводников оказывается весьма сложным. Возможно, с такой “многозонностью” связан довольно большой разброс в экспериментальных значениях характеристик данных систем [3]. Пока нет полного согласия и в отношении типа симметрии СП-параметра порядка в них. Одна из наиболее обсуждаемых моделей сверхпроводимости рассматривает вариант, когда электронные и дырочные зоны характеризуются параметрами порядка s -типа с фазами противоположного знака. Это так называемая модель с $s^{+/-}$ симметрией СП-параметра порядка [4]. В эксперименте же регистрируются СП-щели в каждой из зон, как симметричные, s -типа [5], так и с полюсами на поверхности Ферми, в которых фаза параметра порядка меняет знак, т.е. d -типа [6]. В отношении механизма электронного спаривания, несмот-

¹⁾ e-mail: gorshunov@ran.gpi.ru

ря на присутствие значительного изотоп-эффекта [7], большинство авторов все же полагают более вероятным, что формирование куперовских пар происходит не за счет фононов, а за счет магнитных возбуждений.

Экспериментаторы уделяют большое внимание изучению соединений на основе BaFe_2As_2 , поскольку на практике образцы именно таких составов с достаточно большими размерами и достаточно высокого качества удается относительно легко получать. Замена Ba на щелочные металлы (например, K) приводит к легированию системы дырками, а Fe на Co и Ni – электронами. Электронная структура этих соединений [8] состоит по крайней мере из двух дырочных зон, центрированных возле центра зоны Бриллюэна (точка Г), и двух электронных зон вблизи точки X ($0^+ - \pi$). Предполагается также [9], что вблизи точки X может существовать дополнительная дырочная зона, чье присутствие на поверхности Ферми критически зависит от структурных деталей системы.

К настоящему времени выполнено довольно большое количество оптических исследований железосодержащих сверхпроводников, главным образом основанных на измерении инфракрасных (ИК) спектров отражения $R(\nu)$ на Фурье-спектрометрах. И хотя переход в СП-фазу в спектрах проявляется довольно отчетливо, получаемые данные о важных качественных характеристиках СП-состояния (такие, как, например, величины СП-щелей, их количество) часто оказываются неоднозначными и даже противоречивыми. Одна из причин этого состоит в относительно малом энергетическом масштабе $k_{\text{B}}T_c \leq 5 \text{ мэВ}$, определяемом величиной критической температуры Fe-сверхпроводников, $T_c \leq 55 \text{ К}$ (k_{B} – постоянная Больцмана). Такие энергии отвечают частотам $\nu \approx 40 \text{ см}^{-1}$ и ниже, где Фурье-спектрометры существенно ограничены в своих возможностях, в особенности при измерении сверхпроводников, у которых коэффициент отражения R может достигать весьма близких к 100% величин (см., например, [10, 11] и вставку к рис. 1а). Это в высшей степени осложняет как само качественное измерение столь высоких значений R , так и стандартный для Фурье-спектроскопии анализ спектров $R(\nu)$ с применением соотношений Крамерса–Кронига. Адекватным для измерений в упомянутой области частот является метод терагерцовой (ТГц) ЛОВ-спектроскопии [12] (ЛОВ – лампа обратной волны). Он позволяет выполнить надежные количественные измерения спектров диэлектрических характеристик сверхпроводников в интервале $\nu = 1 - 50 \text{ см}^{-1}$ [13].

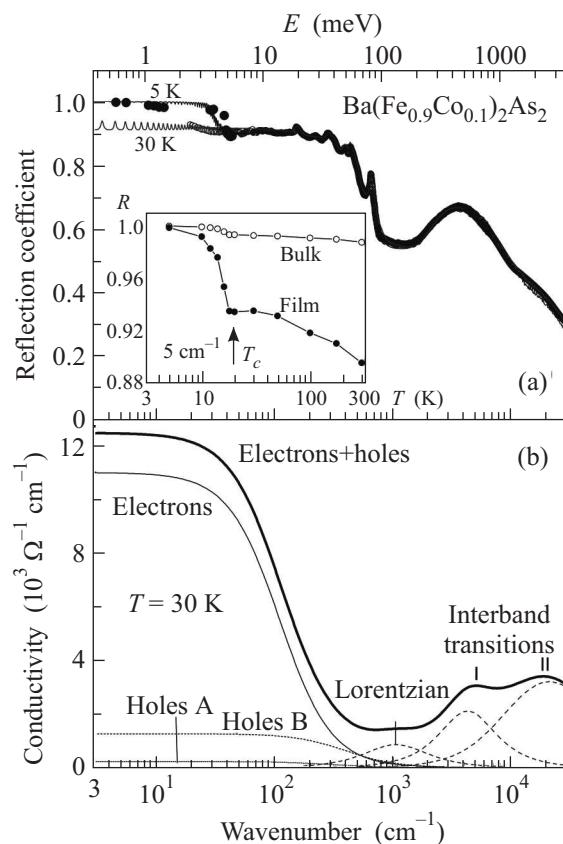


Рис. 1. (а) Спектры коэффициента отражения пленки $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ на подложке $(\text{La},\text{Sr})(\text{Al},\text{Ta})\text{O}_3$ в нормальной ($T = 30 \text{ К}$, открытые точки) и сверхпроводящей ($T = 5 \text{ К}$, черные точки) фазах [14]. Серыми линиями показаны результаты обработки спектров с применением формулы для коэффициента отражения двухслойной системы, выражений (1), (2) для $T = 30 \text{ К}$ и (1), (2) совместно с формулами диэлектрического отклика в рамках модели БКШ [20] (см. [13] и текст). На вставке показаны температурные зависимости коэффициента отражения пленки на подложке (черные точки) и массивного материала $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ (светлые точки), рассчитанные для частоты 5 см^{-1} на основе измеренных значений проводимости и диэлектрической проницаемости. (б) Спектр проводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ при $T = 30 \text{ К}$ (толстая линия), полученный обработкой спектра коэффициента отражения, представленного на панели (а). Тонкие точечные линии – вклады свободных носителей заряда (электронов и дырок) (holes A, holes B [15]), пунктирные – вклады резонансных поглощений

С применением ЛОВ-спектрометра нами были выполнены прямые измерения спектров проводимости и диэлектрической проницаемости тонкопленочного образца $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ на частотах от 4 до 45 см^{-1} . Эти результаты представлены в нашей предыдущей работе [14]. Они получены для пленки со-

стата $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ (толщина 90 нм, $T_c = 20 \text{ K}$), выращенной на подложке $(\text{La},\text{Sr})(\text{Al},\text{Ta})\text{O}_3$. Измерения на ЛОВ-спектрометре были дополнены измерениями на Фурье-спектрометре ($20\text{--}15000 \text{ cm}^{-1}$) и на оптическом эллипсометре ($6000\text{--}35000 \text{ cm}^{-1}$). Данные, полученные на трех спектрометрах, анализировались совместно. Конечным продуктом анализа являлись широкодиапазонные спектры проводимости и диэлектрической проницаемости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. В [14] нами напрямую наблюдались энергетическая щель $2\Delta_0 = (3.7 \pm 0.3) \text{ мэВ}$ и значительное “подщелевое” поглощение электромагнитного излучения. Кроме того, мы определили глубину проникновения магнитного поля $\lambda_0 = 3600 \text{ \AA}$. В [14] нами были описаны главным образом экспериментальные результаты. В настоящем сообщении мы представляем детальный теоретический анализ приведенных в этой работе спектров проводимости и диэлектрической проницаемости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ как в нормальной, так и в СП-фазе, а также температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля.

2. Нормальное состояние. На рис. 1а представлен спектр коэффициента отражения $R(\nu)$ пленки $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ на подложке, измеренный в нормальной и в СП-фазе [14]. Значительное возрастание $R(\nu)$ в СП-состоянии ниже $\approx 40 \text{ cm}^{-1}$ обусловлено открытием СП-щели (см. ниже). Модельная обработка ИК-спектров $R(\nu)$ пленки $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ на подложке совместно с данными по прямым измерениям ТГц-спектров $\sigma(\nu)$ и $\varepsilon(\nu)$ пленки позволяет получить широкодиапазонные спектры проводимости и диэлектрической проницаемости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ [14]. При обработке использовались модель Лорентциана для резонансных поглощений (межзонные переходы в пленке, фононы в подложке) и модель проводимости Друде для описания отклика делокализованных носителей заряда в пленке. В модели Лорентциана комплексная проводимость записывается в виде

$$\sigma^*(\nu) = \frac{0.5\Delta\varepsilon\nu_0^2\nu}{i(\nu_0^2 - \nu^2) + \nu\gamma}, \quad (1)$$

где $\Delta\varepsilon$ – диэлектрический вклад; ν_0 – собственная частота; γ – затухание. Отклик свободных носителей в модели Друде дается выражением для комплексной проводимости [15]:

$$\sigma^*(\nu) = \sigma_1(\nu) + i\sigma_2(\nu) = \frac{\sigma_0\gamma^2}{\gamma^2 + \nu^2} + i\frac{\sigma_0\nu\gamma}{\gamma^2 + \nu^2}, \quad (2)$$

где σ_1 и σ_2 – действительная и мнимая части проводимости соответственно, $\sigma_0 = \nu_p^2/2\gamma$ – статическая проводимость, ν_p – плазменная частота, γ – частота релаксации.

Рис. 2 демонстрирует полученные в результате анализа температурные зависимости параметров сво-

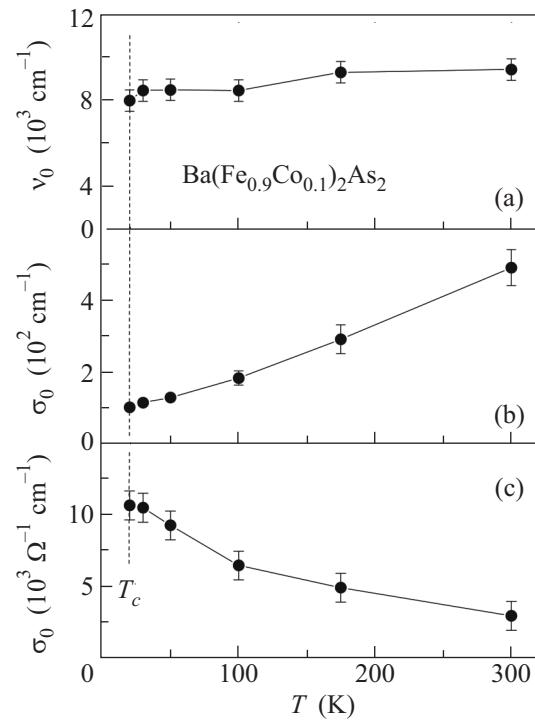


Рис. 2. Температурные зависимости параметров носителей заряда для $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$: плазменной частоты (а), частоты релаксации (б) и статической проводимости (в), рассчитанные для нормального состояния на основе спектров отражения из [13] в предположении существования свободных носителей заряда одного типа

бодных носителей в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ (плазменной частоты, частоты релаксации и статической проводимости) в предположении существования только одного типа носителей заряда. Фактически величины, представленные на рисунке, являются эффективными, т.е. учитывают вклад всех зон, как электронных, так и дырочных: $\sigma_{0,\text{eff}} = \sum_i \sigma_i$, $\nu_{p,\text{eff}}^2 = \sum_i (\nu_p^2)_i$ и $1/\gamma_{\text{eff}} = \sum_i 1/\gamma_i$ (суммирование по всем зонам). Видно, что при охлаждении эффективная частота релаксации уменьшается, эффективная статическая проводимость возрастает, а эффективная плазменная частота остается практически неизменной. В действительности вклад в проводящие свойства $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ дают как электронные, так и дырочные зоны. Определить их относительные спектральные вклады (плазменные частоты) можно на основе концентрационной зависимости фермиевских волновых векторов электронов и дырок, полученной в экспериментах по фотоэлектронной эмиссии в ра-

боте [16]. В случае двумерной поверхности Ферми плазменная частота связана со скоростью Ферми как

$$\omega_p = 2\pi\nu_p = 2.2 \sqrt{\int_{FS} v_F(k) dk / L_c},$$

где скорость Ферми выражена в эВ· \AA , волновой вектор – в \AA^{-1} , постоянная решетки L_c в направлении c – в \AA , плазменная частота – в эВ, интегрирование ведется по поверхности Ферми (FS). Для изотропной двумерной поверхности Ферми с учетом $k_F \sim m v_F$ получаем $\omega_p \sim k_F$. Тогда, согласно Fig. 7 из [16], для концентрации кобальта $x \approx 0.1$ и для температуры $T = 30$ К получаем, что фермиевские векторы двух дырочных зон (A и B, согласно [16]), составляют от фермиевского вектора электронной зоны ≈ 0.3 и ≈ 0.65 соответственно. При этом относительные спектральные веса (квадраты плазменных частот или квадраты векторов Ферми) дырочных зон равны, соответственно, ≈ 0.1 и ≈ 0.4 . Полученное соотношение относительных вкладов различных зон учитывалось нами при обработке экспериментальных спектров проводимости и диэлектрической проницаемости. Результат такой обработки для $T = 30$ К показан на рис. 1б в виде спектра проводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ (толстая линия). Тонкими линиями на этом рисунке отдельно показаны вклады от двух дырочных и от электронной зон, а также от резонансных поглощений. Заметим, что однозначно обработать измеренные нами при $T = 30$ К спектры коэффициента отражения удается лишь при введении дополнительного резонансного поглощения, описываемого лорентзианом с собственной частотой около 1000 cm^{-1} . Признаки подобного поглощения в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ наблюдались ранее в [17], а также в нелегированном BaFe_2As_2 в [18]. Его природа может быть связана с межзонным переходом внутри электронной подсистемы.

В табл. 1 приведены полученные в результате анализа микроскопические параметры носителей тока в электронной и в дырочных зонах $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$, а также параметры трех наблюдавшихся резонансных поглощений. Из таблицы, в частности, видно, что преобладающий вклад в процессы проводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ вносит подсистема электронов, а не дырок. Использование выражения $\gamma = 2\pi\lambda T$ [19] позволяет рассчитать внутризонную константу электрон-бозонной связи: $\lambda \approx 0.45$.

3. Сверхпроводящее состояние. При переходе в сверхпроводящее состояние в спектрах проводимости и диэлектрической проницаемости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ претерпевают значительные

изменения, как это показано на рис. 3. В спектре

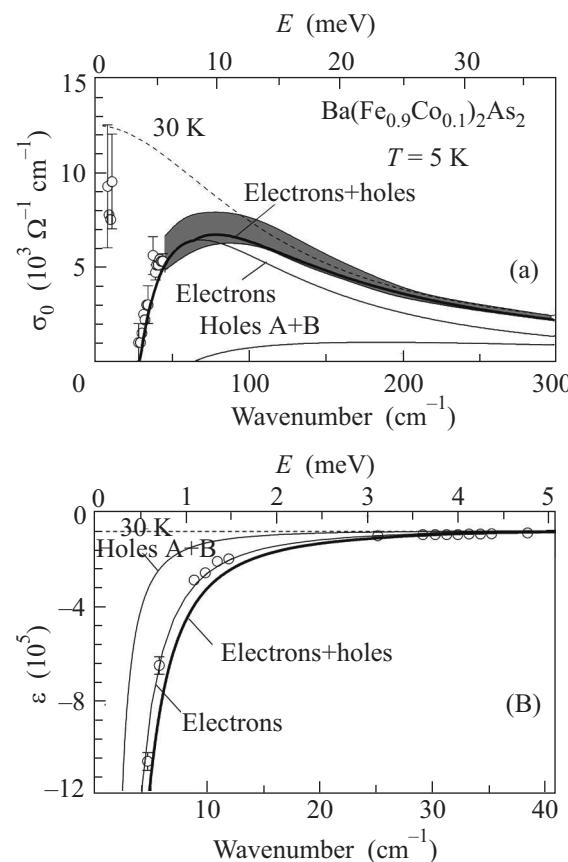


Рис. 3. Спектры проводимости (а) и диэлектрической проницаемости (б) $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ в сверхпроводящей фазе при $T = 5$ К. Точки – результат прямого измерения на ТГц-спектрометре [13]. Серая область на панели (а) – спектр проводимости, полученный из спектра коэффициента отражения с учетом погрешностей его измерения. Тонкие линии – от электронных и дырочных зон, толстые – суммарные (аддитивные) вклады. Расчет в рамках модели БКШ [20]. Пунктирная линия – спектры в нормальной фазе ($T = 30$ К)

диэлектрической проницаемости появляется сильная дисперсия типа $\epsilon(\nu) \sim -1/\nu^2$. Это типичный признак возникновения сверхпроводящего конденсата, ответственного за нулевое сопротивление по постоянному току или, соответственно, появление дельта-функции на нулевой частоте в спектре проводимости. Известно, что диэлектрический отклик такой дельта-функции описывается выражением [20]:

$$\epsilon(\nu) = -(\nu_p^{SC})^2 / \nu^2. \quad (3)$$

Здесь ν_p^{SC} есть плазменная частота СП-конденсата. В спектре динамической проводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ возникает “провал” на самых

Параметры свободных носителей заряда и резонансных линий поглощения $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ в нормальном (30 К) и в сверхпроводящем (5 К) состояниях

	Электрон-ная зона	Дыроч-ная зона В	Дыроч-ная зона А		Межзонный переход I	Межзонный переход II	Лорентциан
$\sigma_{dc} (\Omega^{-1} \text{ см}^{-1})$	11 000	1260	220	$\nu_0 (\text{см}^{-1})$	4340	21 400	1070
$\nu_p (\text{см}^{-1})$	8570	5500	2000	$f^{1/2} (\text{см}^{-1})$	28 000	100 000	9400
$\gamma (\text{см}^{-1})$	110	400	300	$\gamma (\text{см}^{-1})$	6200	55 000	1750
Сверхпроводящее состояние ($T = 5 \text{ К}$)				Обозначения: σ_{dc} – статическая проводимость; ν_p – плазменная частота; γ – затухание; ν_0 – собственная частота; f – сила осциллятора			
$\nu_p^{\text{SC}} (\text{см}^{-1})$	4300	2300	≈ 850				

низких частотах, причем величина проводимости (поглощения) падает практически до нуля около 30 см^{-1} . Это свидетельствует об открытии СП-щели $2\Delta = 3.7 \text{ мэВ}$ в спектре плотности состояний $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. Наши результаты однозначно указывают на то, что эта щель возникает в спектре электронных состояний, так как величина проводимости $\sigma \approx 5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ на частотах несколько выше щелевых частот (в районе 100 см^{-1}) слишком велика для того, чтобы связывать ее с заметно меньшим вкладом в проводимость дырочной подсистемы (см. табл. 1). Заметим, что в наших ИК- и ТГц-спектрах не было зафиксировано особенностей, обусловленных открытием СП-щелей в дырочных зонах. Причина этого связана, скорее всего, с относительно небольшой концентрацией дырок в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ по сравнению с концентрацией электронов (см. табл. 1). Тем не менее нам удалось определить величину энергетической щели в дырочной зоне, $2\Delta = 7.9 \text{ мэВ}$, на основе данных по глубине проникновения магнитного поля, см. ниже.

В качестве первого шага при анализе спектров $\varepsilon(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ в СП-состоянии мы попытались описать их в рамках стандартной модели БКШ, используя алгоритм из работы [21], учитывающий произвольную величину частоты примесного рассеяния. При расчетах мы использовали параметры носителей тока из табл. 1 и величины СП-щелей $2\Delta_{el}/hc = 2\Delta_1/hc = 30 \text{ см}^{-1}$ (электронная зона, наши данные) и $2\Delta_h/hc = 2\Delta_2/hc = 60 \text{ см}^{-1}$ (дырочная зона, данные из работы по теплоемкости [22]). Здесь h – постоянная Планка и c – скорость света. Вклады дырочных и электронных зон в проводимость и диэлектрическую проницаемость учитывались аддитивным образом. Полученные результаты приведены на рис. 3. Видно, что спектры $\varepsilon(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ при $T = 5 \text{ К}$ хорошо описываются в рамках модели БКШ. Исключение составляют значительные величины проводимости (поглощения) на “подщелевых” частотах (на частотах в несколько обратных сантиметров). Приро-

да такого дополнительного поглощения остается пока невыясненной. Попытки (см., например, [23]) связать его с эффектами разрыва куперовских пар в рамках известной s^\pm -модели [24] следуют считать несостоятельными. Действительно, модель s^\pm , учитывающая лишь межзонное спаривающее взаимодействие, предполагает, что величины СП-щелей и плотности состояний $N_{1,2}$ в двух различных зонах (1 – электронной и 2 – дырочной) связаны как $\frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \sqrt{\frac{N_2}{N_1}}$ [25]. В то же время, как следует из зонных расчетов [24] и данных по теплоемкости [23], плотность дырочных состояний в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ почти в два раза превышает плотность электронных состояний. Тогда, согласно приведенному выше выражению, величина СП-щели в электронной подсистеме должна превышать величину щели в дырочной подсистеме, что противоречит нашим результатам.

При самых низких температурах оказывается возможным адекватно описать в рамках БКШ-формализма также и глубину проникновения магнитного поля $\delta(T)$ и плотность СП-конденсата $\rho_s(T) \sim 1/\delta^2(T)$ в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. Значение $\delta(T)$ может быть напрямую рассчитано на основе спектров диэлектрической проницаемости сверхпроводника с использованием выражения (3) [20]: $\delta = c/(2\pi\nu_p^{\text{SC}})$. Для однозонного БКШ-сверхпроводника при наличии примесного рассеяния глубина проникновения магнитного поля дается выражением [26]

$$\frac{1}{\delta_i^2} = (2\pi)^2 \frac{\sigma_{0,i}}{c^2} \left(\frac{\Delta_i}{\hbar} \right) \times \times \left\{ \operatorname{th} \frac{\Delta_i}{2T} - \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{(\gamma_{\text{imp}}^i/\Delta_i) dx}{\sqrt{x^2 + 1}} \operatorname{th} \left[(\Delta_i/2T)\sqrt{x^2 + 1} \right] \right\}. \quad (4)$$

Используя (4) с параметрами электронной и дырочных зон из табл. 1 и с величинами СП-щелей $2\Delta_{el}/hc = 2\Delta_1/hc = 30 \text{ см}^{-1}$ и

$2\Delta_h/hc = 2\Delta_2/hc = 60 \text{ см}^{-1}$ [27]), для $T \rightarrow 0$ получаем $\rho_{s,h} \approx 0.2\rho_{s,e}$. Другими словами, при $T = 5 \text{ К}$ спектральный вес сверхпроводящего дырочного конденсата в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ оказывается существенно меньше спектрального веса электронного конденсата. Из (4) в пределе $T \rightarrow 0$ также получаем $\delta_{el}(0) \approx 3700 \text{ \AA}$, $\delta_h(0) = 7530 \text{ \AA}$ и $\delta_{tot}(0) = [1/\delta_{el}^2(0) + 1/\delta_h^2(0)]^{-1/2} \approx 3300 \text{ \AA}$. Полученная величина “полной” глубины проникновения $\delta_{tot}(0) \approx 3300 \text{ \AA}$, обусловленной аддитивным вкладом сверхпроводящих электронов и дырок, хорошо совпадает с экспериментально измеренной [14] $\delta_{exp} = 3600 \text{ \AA}$. Найденные значения $\delta_{el}(0) \approx 3700 \text{ \AA} < \delta_h(0) = 7530 \text{ \AA}$ дополнительно свидетельствуют в пользу того, что энергетическая щель $2\Delta = 3.7 \text{ мэВ}$ возникает в электронной подсистеме. Действительно, предполагая обратное, т.е. $\delta_{el}(0) > \delta_h(0)$, на основании (4) получаем $\delta_{tot}(0) \approx 2400 \text{ \AA}$, что значительно меньше экспериментально определенной величины.

При более высоких температурах, $T > 5 \text{ К}$, и тем более при $T \rightarrow T_c$, описать электродинамические свойства $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ в рамках модели БКШ, рассматривающей электронную и дырочную зоны в отсутствие межзонного взаимодействия, оказывается невозможным. Наиболее наглядно это видно из сравнения измеренного и расчетного температурного поведения глубины проникновения магнитного поля, рис. 4. Как видно из рисунка, при $T > 0.6T_c$ измеренная зависимость $\delta(T)$ не может быть описана расчетными зависимостями как для электронного или дырочного конденсата по отдельности (тонкие сплошные линии на рис. 4a), так и с учетом их совместного вклада $\delta(0) = [1/\delta_{el}^2(0) + 1/\delta_h^2(0)]^{-1/2}$ без учета межзонной связи (пунктир на рис. 4a).

В такой ситуации представляется логичным рассмотреть несколько более общий подход в рамках модели БКШ и попытаться описать экспериментальную зависимость $\delta(T)$ путем введения дополнительно к внутризонным также и межзонным спаривающим взаимодействия. Соответствующий формализм был разработан для двухзонного сверхпроводника MgB_2 [28]. В MgB_2 в СП-состоянии в двух зонах возникают две энергетические щели различной величины. Величины этих щелей по-разному зависят от степени легирования алюминием: с ростом концентрации Al большая щель уменьшается в размере, а меньшая практически не изменяется (см. [28] и приведенные там ссылки). Похожая ситуация имеет место и в рассматриваемом в данной работе соединении $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{As}_2$, где меньшая щель $2\Delta = 3.7 \text{ мэВ}$ практически не зависит от концентра-

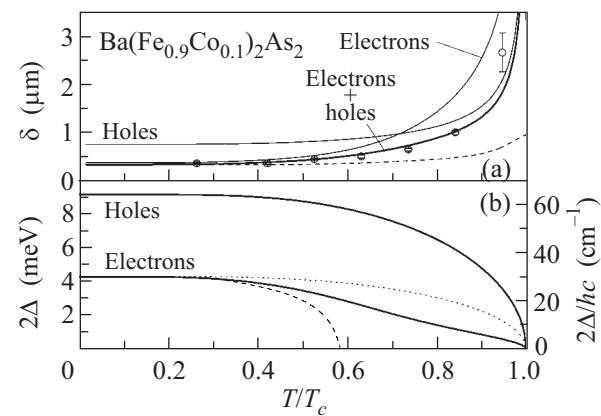


Рис. 4. (a) – Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ [13]. Тонкие сплошные линии – расчет в рамках модели БКШ [20] для электронной и дырочной зон с параметрами носителей из табл. 1. Пунктирная линия – аддитивный вклад в глубину проникновения, рассчитанный как $\delta_{tot} = [1/\delta_{el}^2(0) + 1/\delta_h^2(0)]^{-1/2}$. Толстая сплошная линия – расчет согласно двухзонной (электронной и дырочной зонах с параметрами носителей из табл. 1) БКШ-модели [27] с учетом внутризонного ($\lambda = 0.45$) и межзонного ($\lambda = 0.1$) электрон-бозонного взаимодействия. Полученные в результате расчета температурные зависимости сверхпроводящих щелей в электронной и дырочной зонах показаны отдельно на панели (b) толстыми сплошными линиями. Пунктирная линия на панели (b) – температурный ход щели в электронной зоне без учета межзонного взаимодействия. Точечная линия на панели (b) – температурное поведение СП-щели в электронной зоне, рассчитанное согласно α -приближению модели БКШ [20]

ции кобальта, а величина большей щели выказывает значительную зависимость от $x(\text{Co})$ [27]. Рассматривая в $\text{BaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ электронную и дырочную зоны и вводя межзонную константу связи λ_{12} , можно использовать соответствующее выражение из [28] для температурной зависимости СП-щелей:

$$\ln \frac{\Delta_1(T)}{\Delta_1(0)} = -2 \int_0^\infty dy \frac{f\{(\Delta_1(T)/T)\sqrt{1+y^2}\}}{\sqrt{1+y^2}} + \\ + \lambda_{12} \left\{ \frac{\Delta_2(T)}{\Delta_1(T)} - \frac{\Delta_2(0)}{\Delta_1(0)} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $f(x)$ есть функция распределения Ферми. Использование (5) и рассмотрение λ_{12} и Δ_2 (Δ_2 – СП-щель в дырочной зоне) в качестве варьируемых параметров позволяют полностью воспроизвести экспериментальное температурное поведение глубины проникновения магнитного поля в $\text{BaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ (сплошная линия на рис. 4a). Кроме того, при этом

удается определить численные значения межзонной константы связи $\lambda_{12} = 0.1$ и СП-щели дырочного конденсата $2\Delta_2(T = 0) = 7.9$ мэВ, а также температурную зависимость СП-щели в электронной зоне (рис. 4б; для дырочной зоны использовалась температурная зависимость СП-щели в соответствии с α -приближением модели БКШ [21]). Заметим, что найденная величина $2\Delta_1/hc(0) = 60$ см⁻¹ хорошо согласуется с данными экспериментов по теплоемкости [22].

Из рис. 4 видно, что при низких температурах, $T \leq 0.6T_c = 12$ К, глубина проникновения магнитного поля определяется главным образом электронной компонентой. Именно этим объясняется то, что в рамках стандартного однозонного БКШ-подхода удается хорошо описать спектры проводимости и диэлектрической проницаемости BaFe_{1-x}Co_xAs₂ при низких температурах, $T \approx 5$ К (рис. 3). Согласуется с этим заключением и полученная выше оценка для спектральных весов СП-носителей в двух зонах: $\rho_{s,h} \approx 0.2\rho_{s,e}$. С возрастанием температуры выше $\approx 0.6T_c$ существенную роль начинают играть дырочная компонента и эффекты, связанные с межзонными взаимодействиями. В результате, аналогично ситуации в MgB₂ [28], происходит “затягивание” электронной СП-щели в область температур выше $T_{el}^{MF} \approx 0.6T_c$. Здесь T_{el}^{MF} – критическая температура электронного конденсата в отсутствие межзонной связи. Ее значениедается выражением $T_{el}^{MF} = \frac{2\Delta_0}{3.51k_B} = 11.7$ К, следующим из (5) при $\lambda_{12} = 0$. Примечательно, что практически такое же значение, $T_c = 11.4$ К, получается из известного выражения

$$T_c = \frac{\Omega}{1.2} \exp \left[-\frac{1+\lambda}{\lambda} \right]$$

с бозонной частотой $\Omega = 30$ мэВ/гс ≈ 240 см⁻¹ [29], соответствующей средней энергии фононов в (Fe_{1-x}Co_x)₂As₂, и с константой внутризонного взаимодействия $\lambda \approx 0.45$, определенной нами выше.

4. Заключение. На основе анализа терагерцовых и инфракрасных спектров BaFe_{1-x}Co_xAs₂ (пленка на подложке (La,Sr)(Al,Ta)O₃) показано, что при низких температурах в сверхпроводящей фазе ($T < 12$ К) частотные зависимости проводимости и диэлектрической проницаемости BaFe_{1-x}Co_xAs₂, а также глубина проникновения магнитного поля определяются главным образом электронной подсистемой и могут быть описаны в рамках стандартной однозонной модели БКШ с аддитивным учетом вклада электронной и дырочной зон. В то же время установлено, что для описания экспериментальной температурной зависимости глубины проникновения маг-

нитного поля в широком температурном интервале (5 К $< T < T_c$) необходим учет как внутризонного (в электронной и дырочной зонах), так и межзонного спаривающего взаимодействий. С использованием обобщенной двухзонной модели БКШ, учитывающей внутризонное и межзонное взаимодействия, определены температурные зависимости энергетических щелей в спектре электронных и дырочных состояний и константа межзонной связи $\lambda_{12} = 0.1$. Показано, что в нормальном состоянии электродинамический отклик Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})₂As₂ определяется, помимо межзонных переходов на частотах $\nu \geq 1000$ см⁻¹, двумя группами делокализованных носителей заряда, принадлежащих электронным и дырочным зонам. Определены параметры межзонных переходов и носителей заряда в двух зонах.

Авторы благодарят А. Курдиюка и Д. Евтушинского за обсуждение данных по фотоэлектронной эмиссии. Работа выполнена при поддержке программ ОФН РАН “Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах” и “Современные проблемы радиофизики”, а также проектов РФФИ # 11-02-00199-а и 09-02-00560.

1. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
2. H. Q. Yuan, J. Singleton, F. F. Balakirev et al., *Nature* **457**, 565 (2009).
3. F. Hardy, T. Wolf, R. A. Fisher et al., *Phys. Rev. B* **81**, 060501 (2010).
4. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
5. P. Samueli, Z. Pribulova, P. Szabo et al., *Physica C* **469**, 507 (2009).
6. J. Williams, A. A. Aczel, E. Baggio-Saitovitch et al., *Phys. Rev. B* **80**, 094501 (2009).
7. D. G. Hinks, *Nature Physics* **5**, 386 (2009).
8. D. J. Singh, *Physica C* **469**, 418 (2009).
9. K. Kuroki, H. Usui, S. Onari et al., *Phys. Rev. B* **79**, 224511 (2009).
10. А. В. Пронин, Б. П. Горшунов, А. А. Волков, и др., *Письма в ЖЭТФ* **68**, 406 (1998).
11. D. Basov and T. Timusk, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 721 (2005).
12. Б. П. Горшунов, А. А. Волков, А. С. Прохоров, И. Е. Спектор, *ФТТ* **50**, 1921 (2008).
13. M. Dressel, N. Drichko, B. Gorshunov, and A. Pimenov, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **14**(2), 399 (2008).
14. B. Gorshunov, D. Wu, A. A. Voronkov et al., *Phys. Rev. B, Rapid Communication* **81**, 060509 (2010).
15. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, М.: ГИФМЛ, 1961.

16. V. Brouet, M. Marsi, B. Mansart et al., Physical review B **80**, 165115 (2009).
17. W. Kim, M. Rossle, A. Dubroka et al., Phys. Rev. B **81**, 214508 (2010).
18. S. Ishida, K. Kihou, Y. Tomioka et al., Phys. Rev. B **81**, 104528 (2010).
19. S. V. Shulga, O. V. Dolgov, and E. G. Maksimov, Physica C **178**, 266 (1991).
20. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, М.: Атомиздат, 1980.
21. W. Zimmermann, E. H. Brandt, M. Bauer et al., Physica C **183**, 99 (1991).
22. F. Hardy, T. Wolf, R. A. Fisher et al., Phys. Rev. B **81**, 060501 (2010).
23. F. Hardy, P. Burger, T. Wolf et al., Europhysics Letters **91**, 47008 (2010).
24. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
25. O. V. Dolgov, I. I. Mazin, D. Parker, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **79**, 060502 (2009).
26. A. A. Abrikosov, L. P. Gorkov, and I. E. Dzyaloshinski, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, Dover, New York, 1977.
27. F. Hardy, T. Wolf, R. A. Fisher et al., Phys. Rev. B **81**, 060501 (2010).
28. E. G. Maksimov, A. E. Karakozov, and Y. G. Ponomarev, JETP Lett. **91**, 24 (2010).
29. L. Boeri, O. V. Dolgov, and A. A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **101**, 026403 (2008).