

Транспорт тока и тепла через границу двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом

И. А. Девятков¹⁾, М. Ю. Ромашка, А. В. Бурмистрова

Научно-исследовательский институт ядерной физики,
Московский государственный университет, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 февраля 2010 г.

Теоретически рассмотрен транспорт тока и тепла через границу нормального металла и двухзонного сверхпроводника с учетом межзонного рассеяния на границе. Изучены случаи различных симметрий параметров порядка двухзонного сверхпроводника, такие как s_{++} и s_{\pm} . Рассмотрены болометрические приложения контактов двухзонных сверхпроводников с нормальным металлом.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих соединениях (ферропниктидах) [1] побудило экспериментальные и теоретические группы исследовать свойства сверхпроводящего состояния в них. В результате этих исследований в настоящее время считается доказанным двухзонный характер сверхпроводимости в ферропниктидах. Две различные (электронная и дырочная) зоны в ферропниктидах возникают в результате гибридизации $3d$ состояний железа [2]. Однако до настоящего времени нет общей точки зрения о симметрии параметров порядка сверхпроводящих конденсатов, возникающих в этих зонах. Наиболее популярными являются изотропные s_{\pm} [3] и s_{++} модели. Первая, s_{\pm} , модель предполагает наличие двух изотропных параметров порядка в двух зонах ферропниктида, со сдвигом фаз π между фазами параметров порядка, обусловленным спиновыми флуктуациями [3]. Вторая, s_{++} , модель соответствует предположению о наличии двух изотропных параметров порядка в различных зонах с одинаковой фазой, подобно тому, как это имеет место в другом высокотемпературном двухзонном сверхпроводнике MgB_2 [4].

Для выяснения типа симметрии параметров порядка в сверхпроводящих ферропниктидах естественно проведение экспериментов по туннелированию из ферропниктида в нормальный металл или сверхпроводник. Существующие результаты туннельных экспериментов [5, 6] дают неожиданно противоречивые результаты как о присутствии и об отсутствии подщелевых особенностей, так и о наличии одной или более щелей в спектре возбуждений. При этом эти эксперименты [5, 6] не были основаны на соответствующей теории, учитывающей особенности слабых

связей на основе двухзонных сверхпроводников с необычной симметрией параметров порядка.

При теоретическом описании слабых связей на основе двухзонных сверхпроводников принципиальным вопросом является корректный учет межзонного рассеяния на границе, поскольку именно этот процесс может дать ответ на вопрос о типе симметрии параметра порядка двухзонного сверхпроводника. При этом межзонное рассеяние из-за процессов в объеме двухзонного сверхпроводника не приводит к явной связи между когерентными боголюбовскими состояниями зон [7], а ведет лишь к перенормировке модулей параметров порядка различных зон и единой критической температуре T_c для обеих зон [7].

Существующие теории [8–10] слабых связей на основе сверхпроводящих ферропниктидов, учитывающие межзонное рассеяние на границе, достаточно противоречивы. Одна из них [8] основана на не очевидной аналогии процесса рассеяния на границе с квантовым законом Кирхгофа, в другой [9] в ходе расчетов были наложены условия связи на когерентные боголюбовские состояния различных зон, противоречащие микротемпературной [7]. В феноменологическом подходе, предложенном в работе [10], не были обсуждены многие важные аспекты рассматриваемого явления. В то же время, существует физически ясный подход описания процессов рассеяния в слабых сверхпроводящих связях в терминах матрицы рассеяния, примененный ранее при теоретическом анализе нестационарного эффекта Джозефсона в микросужении [11]. В данной работе нами будет рассмотрен транспорт тока и тепла через границу двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом в терминах матрицы рассеяния.

Мы рассматриваем микросужение между нормальным металлом и двухзонным сверхпроводником с характерным размером d , много меньшим длины

¹⁾igor-devyatov@yandex.ru

когерентности сверхпроводника ξ и упругой, l , и неупругой, l_{in} , характерных длин свободного пробега. Условие $d \ll \xi$ позволяет пренебречь сверхпроводящими свойствами микросужения [11] и считать его нормальным двухзонным металлом, а условие $d \ll l$ позволяет разделить процессы рассеяния на границе нормального металла с двухзонным сверхпроводником на одноэлектронное рассеяние (включая межзонное) в микросужении, с последующим андреевским отражением [12] от двух независимых сверхпроводящих конденсатов в двухзонном сверхпроводнике [7], что существенно упрощает рассмотрение данной задачи.

Электронные волновые функции в нормальном микросужении связаны матрицей рассеяния \hat{S} :

$$\hat{\Psi}_{out}^e = \hat{S} \times \hat{\Psi}_{in}^e. \quad (1)$$

В этой формуле 4×4 – матрица рассеяния \hat{S} связывает столбец $\hat{\Psi}_{in}^e = [\psi_{1,in}^{L,e}, \psi_{1,in}^{R,e}, \psi_{2,in}^{L,e}, \psi_{2,in}^{R,e}]^T$, составленный из падающих на рассеиватель электронных волн, со столбцом $\hat{\Psi}_{out}^e = [\psi_{1,out}^{L,e}, \psi_{1,out}^{R,e}, \psi_{2,out}^{L,e}, \psi_{2,out}^{R,e}]^T$, составленный из отраженных от микросужения электронных волн. Принадлежность электронного состояния i -зоне ($i = 1, 2$) отражает нижний индекс у волновой функции ψ , в то время как верхний индекс $L(R)$ волновой функции означает ее нахождение слева (справа) от рассеивателя. Дырочные состояния в нормальном микросужении связаны соотношением, подобным (1):

$$\hat{\Psi}_{out}^h = \hat{S}^h \times \hat{\Psi}_{in}^h, \quad (2)$$

причем [11] $\hat{S}^h = \hat{S}^*$. В формуле (2) верхний индекс h у столбцов $\hat{\Psi}$ обозначает дырочный тип рассеиваемых волн.

Электронные и дырочные волновые функции нормального микросужения, входящие в формулы (1), (2), не являются независимыми, а связаны процессом андреевского отражения от двухзонного сверхпроводника [11, 12]. Например, электронные и дырочные состояния в микросужении, созданные электроном из зоны 1 нормального металла, описываются уравнениями (1), (2) со столбцами

$$\hat{\Psi}_{in}^e = [1, a_1 x_1, 0, a_2 x_2]^T, \quad (3)$$

$$\hat{\Psi}_{out}^e = [b_1^1, y_1, b_2^1, y_2]^T, \quad (4)$$

$$\hat{\Psi}_{in}^h = [0, a_1 y_1, 0, a_2 y_2]^T, \quad (5)$$

$$\hat{\Psi}_{out}^h = [p_1, x_1, p_2, x_2]^T, \quad (6)$$

где a_i – коэффициенты андреевского отражения от сверхпроводящего конденсата i -й зоны, и мы предположили, что нормальный металл находится слева от границы со сверхпроводником. Единица в первой строке столбца (3) соответствует возбуждению электронных и дырочных состояний микросужения электроном из первой зоны нормального металла. Из уравнений (1)–(6) следуют простые выражения для коэффициентов b_1^1, b_2^1 , которые имеют смысл амплитуд отражения электрона из первой зоны (верхний индекс 1 в коэффициентах b_i^1) в 1-ю и 2-ю зоны нормального металла, соответственно (нижние индексы в коэффициентах b_i^1). Аналогичным образом находятся амплитуды двигающихся в сторону нормального металла слева от микросужения электронных волн b_i^2 при возбуждении электронных и дырочных состояний в микросужении электроном из зоны 2 нормального металла, а также созданные дырками из j -й зоны (мы их обозначили $a_i^j, j = 1, 2$). При расчете электронных и дырочных состояний, создаваемых в нормальном микросужении электрон-подобными и дырочно-подобными возбуждениями из сверхпроводника, необходимо учитывать, что амплитуда создаваемого ими источника в волновых функциях (3), (5) не будет равной 1, как в (3), а будет равной $J_j = \sqrt{1 - |a_j|^2}$ [11] для случая возбуждения из j -й зоны. Созданные электрон-подобными возбуждениями из j -й зоны двухзонного сверхпроводника амплитуды двигающихся в сторону нормального металла электронных волн мы обозначим c_i^j . Амплитуды аналогичных состояний, созданные дырочно-подобными возбуждениями, мы обозначим d_i^j .

Условие малости размеров микросужения по сравнению с длиной когерентности $d \ll \xi$ позволяет пренебречь изменением параметров порядка Δ_i двухзонного сверхпроводника в окрестности границы, и считать их значения такими же, как вдали от границы. В этом случае зависимость от энергии квазичастиц ε коэффициента андреевского отражения $a_i(\varepsilon)$ описывается выражением, соответствующим процессу андреевского отражения от чистой и прозрачной NS (нормальный металл-сверхпроводник) границы:

$$a_i(\varepsilon) = \frac{1}{\Delta_i} \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon - \text{sign}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta_i^2}, \quad |\varepsilon| > |\Delta_i| \\ \varepsilon - i \sqrt{\Delta_i^2 - \varepsilon^2}, \quad |\varepsilon| < |\Delta_i| \end{array} \right\}. \quad (7)$$

При этом знаки параметров порядка Δ_i сверхпроводящих конденсатов различных зон, входящих в формулу (7), определяют тип симметрии рассматриваемого двухзонного сверхпроводника. Одинаковым

знакам Δ_i соответствуют s_{++} симметрия, в то время как противоположенным знакам отвечает s_{\pm} симметрия.

Расчитанные из уравнений (1)–(6) амплитуды электронных состояний полностью описывают процесс электронного транспорта через границу нормального металла с двухзонным сверхпроводником, учитывая при этом процессы межзонного рассеяния на границе. Однако матрица рассеяния (1) содержит избыточную информацию, отраженную в числе независимых параметров матрицы рассеяния \widehat{S} , число которых, в общем случае, равно восьми. Число независимых параметров модели можно существенно уменьшить, воспользовавшись, например, феноменологическим гамильтонианом работы [10], описывающим интенсивность межзонного рассеяния путем введения параметра межзонного хоппинга α_0 , наряду с высотой внутризонного барьера H . В этой модели для матрицы рассеяния \widehat{S} можно получить следующее выражение:

$$\widehat{S} = \frac{1}{\Gamma} \begin{bmatrix} S_{ii} & 1 + iZ & -i\alpha & -i\alpha \\ 1 + iZ & S_{ii} & -i\alpha & -i\alpha \\ -i\alpha & -i\alpha & S_{ii} & 1 + iZ \\ -i\alpha & -i\alpha & 1 + iZ & S_{ii} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

В этой матрице диагональные элементы имеют вид $S_{ii} = -\alpha^2 - iZ(1 + iZ)$, где $\alpha = m\alpha_0/\hbar^2 k_F$, $Z = mH/\hbar^2 k_F$, $\Gamma = \alpha^2 + (1 + iZ)^2$, k_F – импульс Ферми, m – эффективная масса электрона, предполагаемая одинаковой для обеих зон [10]. Матрица рассеяния \widehat{S} , приведенная в форме (8), зависит всего от двух параметров, определяющих рассеяние в микросужении: от эффективной высоты барьера внутризонного транспорта Z и эффективной амплитуды межзонного хоппинга α . Из матрицы рассеяния (8) следует выражение для нормальной прозрачности рассматриваемой двухзонной структуры: $D_0 = (\alpha^2 + Z^2 + 1)/((\alpha^2 - Z^2 + 1)^2 + 4Z^2)$, имеющее выраженный резонанс при $\alpha = Z$, $\alpha, Z \gg 1$.

Найденные из уравнений (1)–(6) волновые функции, соответствующие различным процессам возбуждения электронов и дырок, позволяют записать уравнения баланса для электронов,двигающихся от NS границы в сторону нормального металла и в сторону сверхпроводника для каждой зоны. Распределение электронов по энергиям в i -й зоне двухзонного металла,двигающихся к NS границе в сторону сверхпроводника, есть смещенное на величину падения напряжения на контакте V распределение Ферми: $f_i^{\rightarrow}(\varepsilon) = f_F(\varepsilon - eV)$. Электроны,двигающиеся в сторону нормального металла в i -й зоне, созда-

ются описанными выше тремя процессами [11, 14]: электрон-подобные и дырочно-подобные квазичастицы сверхпроводника переходят в нормальный металл с вероятностью $C_i^{\Sigma} + D_i^{\Sigma} = \sum_j (|c_i^j|^2 + |d_i^j|^2)$; дырки андреевски отражаются как электроны с вероятностью $A_i^{\Sigma} = \sum_j |a_i^j|^2$; электроны отражаются с вероятностью $B_i^{\Sigma} = \sum_j |b_i^j|^2$. В приведенных выше выражениях для вероятности процессов на NS границе мы учли как внутризонные процессы, описываемые коэффициентами с одинаковыми верхними и нижними индексами, так и межзонные процессы, описываемые коэффициентами с различными индексами. При этом вероятности процессов на NS границе связаны следующим из соотношений (1)–(8) условием нормировки:

$$A_i^{\Sigma} + B_i^{\Sigma} + C_i^{\Sigma} + D_i^{\Sigma} = 1, \quad (9)$$

являющимся следствием равенства потоков частиц из нормального металла и сверхпроводника при термодинамическом равновесии [14].

Необходимо отметить, что условие нормировки (9) не выполнялось для всех значений энергии при аналогичном соотношении работы [9]. Также выполнение условия нормировки потоков не обсуждалось в предложенных в работах [8, 10] схемах расчета проводимости контакта нормального металла с двухзонным сверхпроводником. Отметим, что в общем случае условие нормировки (9) не тождественно условию сохранения потока вероятности при рассеянии для одного процесса возбуждения. Для случая возбуждения электронных и дырочных состояний в микросужении электроном из зоны 1 нормального металла, описываемого формулами (3)–(6), условие сохранения потока вероятности имеет вид $\sum_i \left\{ |p_i|^2 + |b_i^1|^2 + (1 - |a_i|^2)(|x_i|^2 + |y_i|^2) \right\} = 1$. Используя формулы (1)–(8), можно показать, что это соотношение выполняется в рассмотренной нами модели.

Условие (9) позволяет записать выражение для распределения электронов по энергиям $f_i^{\leftarrow}(\varepsilon)$,двигающихся от NS границы в сторону нормального металла в виде

$$f_i^{\leftarrow}(\varepsilon) = A_i^{\Sigma}(\varepsilon) [1 - f_i^{\rightarrow}(-\varepsilon)] + B_i^{\Sigma}(\varepsilon) f_i^{\rightarrow}(\varepsilon) + [1 - A_i^{\Sigma}(\varepsilon) - B_i^{\Sigma}(\varepsilon)] f_F(\varepsilon). \quad (10)$$

Из формулы (10) следуют выражения для электрического тока I и потока тепла J для одной поперечной моды микросужения:

$$\begin{bmatrix} I \\ J \end{bmatrix} = \frac{1}{\pi\hbar} \int d\varepsilon \begin{bmatrix} 1 \\ \varepsilon - eV \end{bmatrix} \sum_i (f_i^{\rightarrow}(\varepsilon) - f_i^{\leftarrow}(\varepsilon)), \quad (11)$$

являющиеся обобщением на двухзонный случай соотношений работ [13, 14].

Использование феноменологического гамильтониана работы [10] для получения элементов матрицы рассеяния (8) предопределило схожесть наших результатов для транспорта электрического тока с результатами работы [10]. Проведенный нами численный анализ первой формулы в (11) показал отсутствие резких подщелевых особенностей в проводимости в s_{\pm} модели, подобных предсказанным в работе [9]. Возможно лишь формирование достаточно плавного пика проводимости сразу за меньшей щелью при больших значениях эффективной амплитуды межзонного хоппинга $\alpha > Z$, предсказанного в работе [10]. Также необходимо отметить резонансное усиление тока через микросужения при $\alpha = Z$, не обсужденное в работе [10].

Транспорт электрического тока через NS границу нормального металла со сверхпроводником сопровождается транспортом тепла [13, 15]. Для границ с малой прозрачностью возможен эффект охлаждения, причиной которого является выборочное удаление высокоэнергетичных квазичастиц из нормального металла при подходящем постоянном напряжении на переходе V [13, 15]. Данный эффект подобен эффекту Пельтье в полупроводниках и может применяться для охлаждения современных болометров при низких температурах. Другим термоэффектом, применяемым в современных низкотемпературных болометрах, является экспоненциально малая теплопроводность чистой NS границы [12]. Оба упомянутых термоэффекта на NS границах усиливаются с увеличением модуля параметра порядка сверхпроводника [13, 12]. Поэтому теоретический анализ транспорта тепла через границу двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом важен для микрофрижидаторных и болометрических применений [13, 15] из-за большой критической температуры T_c новых двухзонных сверхпроводников.

На рис.1 представлены зависимости теплового потока J от напряжения V на NS переходе, рассчитанные численно из уравнений (1)–(8), (10), (11), для s_{\pm} , s_{++} моделей и различных значений параметра межзонного хоппинга α при фиксированном параметре внутризонной прозрачности Z . Вычисления производились при соотношениях между параметрами по-

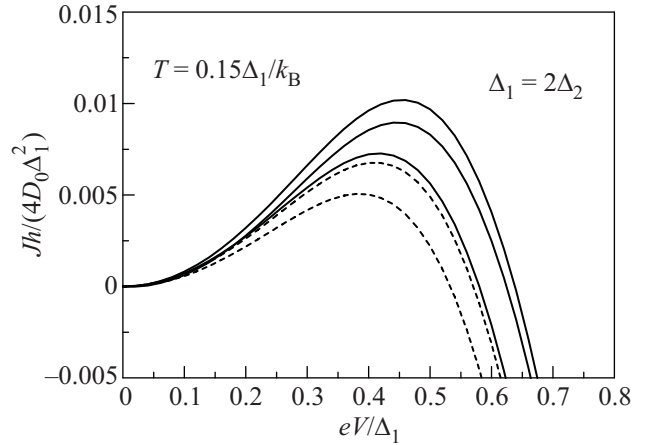


Рис.1. Зависимости теплового потока J от напряжения V , рассчитанные численно для различных значений параметра межзонного хоппинга α в s_{\pm} , s_{++} моделях. Сплошные линии соответствуют s_{\pm} модели и случаю $\alpha = 0$, пунктир – s_{++} модель. Значения параметра межзонного хоппинга α для кривых на рисунке, сверху вниз: $\alpha = 60, 30, 0, 2, 4$

рядка зон $\Delta_1 = 2\Delta_2$, температуре $T = 0.15\Delta_1/k_B$, параметре внутризонного рассеяния $Z = 10$. Сплошные линии соответствуют s_{\pm} модели и случаю $\alpha = 0$, пунктир – s_{++} модели. Из вида кривых на рис.1 следует, что в случае s_{++} модели тепловой поток уменьшается с ростом параметра α , в то время как в s_{\pm} модели тепловой поток увеличивается с ростом α . Разная зависимость теплового потока от величины параметра межзонного хоппинга α в s_{\pm} , s_{++} моделях связана с нелинейной зависимостью коэффициента андреевского отражения от α в этих моделях, который может как увеличиваться, так и уменьшаться для различных значений энергии по сравнению с его значением при $\alpha = 0$.

На рис.2 представлены рассчитанные численно из уравнений (1)–(8), (10), (11) зависимости теплового потока J от прозрачности D_0 при оптимальном напряжении на переходе для значения параметра межзонного хоппинга $\alpha = 2$ в s_{\pm} , s_{++} моделях и для случая $\alpha = 0$. Температура при расчетах считалась равной $T = 0.2\Delta_1/k_B$, соотношение между параметрами порядка зон $\Delta_1 = 2\Delta_2$. Из рис.2 следует, что в области малых прозрачностей $D_0 \ll 1$ (туннельный режим) все три зависимости близки друг к другу. С ростом прозрачности D_0 тепловой поток, рассчитанный в s_{++} модели и для случая $\alpha = 0$ становится отрицательным при $D_0 \lesssim 0.1$, подобно тому, как это имеет место в случае однозонных сверхпроводников [13], в то время как расчеты в s_{\pm} модели дают существенно большие величины теплового потока, не

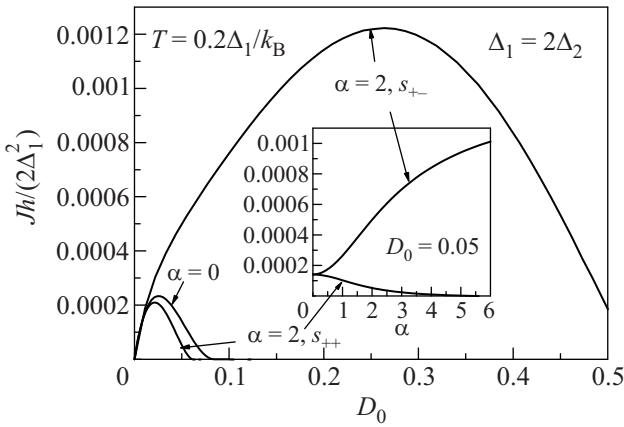


Рис.2. Зависимости теплового потока J от прозрачности D_0 , рассчитанные численно при оптимальном значении напряжения на переходе в s_{\pm} , s_{++} моделях при $\alpha = 2$ и для случая $\alpha = 0$. На вставке представлены зависимости теплового потока J от параметра межзонного хоппинга α для s_{\pm} , s_{++} моделей при фиксированной прозрачности $D_0 = 0.05$

обращающиеся в нуль вплоть до значения прозрачности $D_0 \lesssim 0.6$. Причиной такого отличия зависимости теплового потока J от прозрачности D_0 в s_{\pm} модели от аналогичной зависимости в структуре с обычным однозонным сверхпроводником [13] является отмеченное выше подавление андреевского отражения для некоторых значений энергии в s_{\pm} модели. На вставке рис.2 представлены зависимости максимального теплового потока от параметра межзонного хоппинга α при фиксированном значении прозрачности $D_0 = 0.05$. Видно, что с ростом α максимальный тепловой поток растет в s_{\pm} модели, а в s_{++} модели убывает.

Из рис.2 следует, что максимальные значения теплового потока J в туннельном режиме $D_0 \ll 1$ близки в s_{\pm} , s_{++} моделях и для случая отсутствия межзонного хоппинга $\alpha = 0$. Представляется интересным найти зависимость максимального значения теплового потока от температуры T для различных соотношений между модулями параметров порядка зон. На рис.3 представлены зависимости, численно рассчитанные из уравнений (1)–(8), (10), (11) при соотношениях между параметрами порядка зон $\Delta_1 = \Delta_2$, $\Delta_1 = 1.5\Delta_2$, $\Delta_1 = 2\Delta_1$ (кривые на рис.3 сверху вниз) и $\alpha = 0$. Из вида зависимости $J(T)$ на рис.3 при соотношении между модулями параметров порядка зон $\Delta_1 = 2\Delta_1$ следует, что максимальное значение теплового потока J достигается при $T \simeq 0.2\Delta_1/k_B$, отличным от оценки $T \simeq 0.3\Delta/k_B$, полученной для однозонного случая [13]. Из рис.3 следует, что сближение значений модулей парамет-

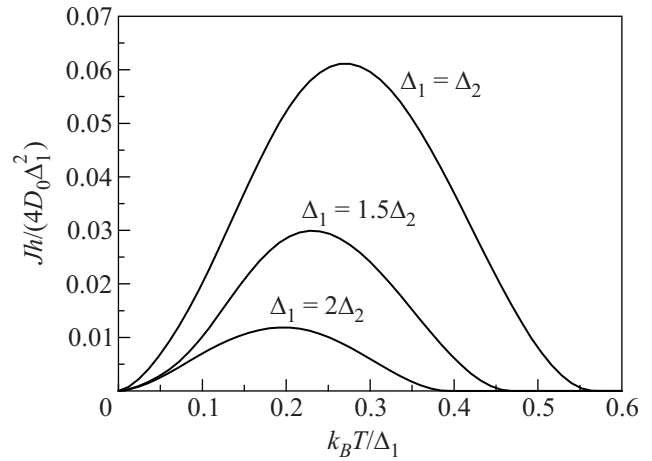


Рис.3. Зависимости теплового потока J от температуры T , рассчитанные численно в туннельном режиме при оптимальном значении напряжения на переходе и $\alpha = 0$, соотношениях между параметрами порядка зон $\Delta_1 = \Delta_2$, $\Delta_1 = 1.5\Delta_2$, $\Delta_1 = 2\Delta_1$ (кривые на рисунке сверху вниз)

ров порядка зон двухзонного сверхпроводника приводит к существенному увеличению теплового потока и смещению значения оптимальной температуры к значению, совпадающему с аналогичным результатом для однозонного сверхпроводника [13].

Для возможных болометрических приложений новых двухзонных сверхпроводников [15] представляется интересным исследовать зависимость теплопроводности $\kappa = J/\delta T$ их чистой границы с нормальным металлом от температуры T , где δT – малая разность температур нормального металла и сверхпроводника. На рис.4 представлены в полулогарифмическом

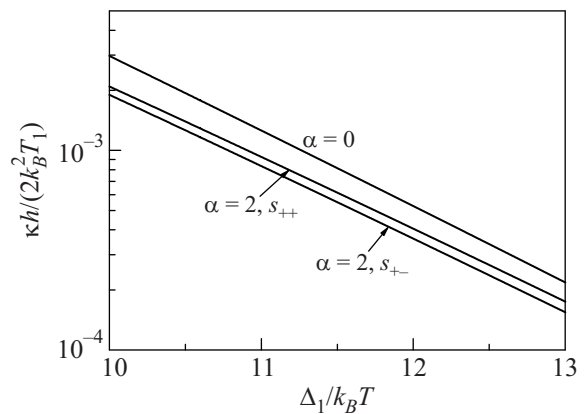


Рис.4. Зависимости теплопроводности κ чистой границы двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом от отношения $\Delta_1/k_B T$, рассчитанные численно для значения параметра межзонного хоппинга $\alpha = 2$ в s_{++} и s_{\pm} моделях соответственно, и для случая $\alpha = 0$

масштабе результаты численного расчета из уравнений (1)–(8), (10), (11) теплопроводности чистой границы с нулевым значением параметра внутризонного рассеяния $Z = 0$ как функции отношения $\Delta_1/k_B T$. Из рис.4 следует, что для достаточно больших величин $\Delta_1/k_B T$, соответствующих низким, по сравнению с модулем параметра порядка температурам, теплопроводность $\kappa = J/\delta T$ имеет близкую к экспоненциальной зависимость от $\Delta_1/k_B T$ как в отсутствии межзонного рассеяния на границе, так и при межзонном рассеянии. Этим двухзонные сверхпроводники с изотропным параметром порядка отличаются от высокотемпературных купратов, в которых активационная зависимость от $\Delta/k_B T$ отсутствовала [15].

В результате проведенного теоретического анализа электронного транспорта через границу двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом с учетом межзонного рассеяния на границе нами был предложен общий подход для описания транспорта тока и тепла в таких структурах. В результате анализа транспорта тока через такую структуру нами было продемонстрировано отсутствие ярко выраженных подщелевых особенностей в проводимости как в s_{++} , так и в s_{\pm} модели двухзонного сверхпроводника, что подтвердило результаты работы [10]. В результате проведенного теоретического анализа транспорта тепла в таких структурах нами было показано, что возможная необычная s_{\pm} симметрия параметров порядка ферропниктидов не препятствует их болометрическим и микрофрижераторным применениям. Более того, проведенный анализ показал, что в случае s_{\pm} симметрии и при межзонном рассеянии на границе максимальный тепловой поток охлаждения через границу рассматриваемой структуры может существенно превосходить значения теплового потока в обычной s_{++} модели или в отсутствии межзонного рассеяния на границе. Также нами было показано, что межзонное рассеяние на границе не приводит к росту теплопроводности границ двухзонных сверхпроводников с нормальным металлом. Полученные нами результаты контрастируют с результатами для высокотемпературных купратов, для которых было ранее показано [15], что присущая им анизотропия параметра порядка препятствуют их болометрическим и микрофрижераторным применениям. При этом присущие ферропниктидам большие значения параметра порядка обеспечивают большие величины теплового потока. Простые оценки дают, что в таких структурах мощность охлаждения может достигать

величины 1 мкВт/мкм^2 при температуре 10 К , что на два порядка больше максимальной мощности охлаждения микрофрижератора на основе низкотемпературного сверхпроводника алюминия при температуре ниже 1 К [13, 16]. При низких температурах, в туннельном режиме, выигрыш по мощности охлаждения микрофрижераторов на основе ферропниктидов по сравнению с микрофрижератором на основе низкотемпературного сверхпроводника пропорционален $\sqrt{\Delta_1/\Delta_0}$, где Δ_0 – параметр порядка низкотемпературного сверхпроводника [13, 16].

Авторы благодарны М.Ю. Куприянову, А.А. Голубову и А. Ведяеву за полезное обсуждение проблемы.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-12351-офи-м.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hiroho et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. A. Moreo, M. Daghofer, A. Nicholson et al., Phys. Rev. B **80**, 104507 (2009).
3. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. Johannes et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
4. I. I. Mazin and V. P. Antropov, Physica C **385**, 49 (2003).
5. R. S. Gonnelli, D. Daghero, M. Tortello et al., Phys. Rev. B **79**, 184526 (2009).
6. O. Millo, I. Asulin, O. Yuli et al., Phys. Rev. B **78**, 092505 (2008).
7. H. Suhl, B. T. Mathias, and L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
8. M. A. N. Araújo and P. D. Sacramento, Phys. Rev. B **79**, 174529 (2009).
9. A. A. Golubov, A. Brinkman, Y. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 077003 (2009).
10. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **80**, 144507 (2009).
11. D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. Lett. **75**, 1831 (1995).
12. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
13. A. Bardas and D. Averin, Phys. Rev. B **52**, 12873 (1995).
14. G. E. Blonder, M. Tinkham and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
15. И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, Л. С. Кузьмин и др., ЖЭТФ **117**, 1207 (2000).
16. M. M. Leivo, J. P. Pekola, and D. V. Averin, Appl. Phys. Lett. **68**, 1996 (1998).