

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. М.В.Ломоносова

На правах рукописи

Бурмистрова Ангелина Владимировна

**Теоретический анализ транспорта зарядов и тепла в контактах
с высокотемпературными железосодержащими сверхпроводниками**

Специальность 01.04.04 – физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

доктор физико-математических наук

И. А. Девятов

Москва 2013 г.

Оглавление

Введение	4
Глава 1 Микроскопическая теория зарядового транспорта в структурах с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания	20
1.1 Одномерная модель контакта нормального металла с однозонным сверхпроводником	21
1.2 Двумерная модель контакта нормального металла с двухзонным сверхпроводящим пниктидом для нулевого угла разориентации границы и осей пниктида	29
1.3 Двумерная модель контакта нормального металла с двухзонным сверхпроводящим пниктидом для ненулевого угла разориентации границы и осей пниктида	38
1.4 Усредненная проводимость контакта нормального металла с двухзонным сверхпроводящим пниктидом для нулевого угла разориентации границы и осей пниктида	45
1.5 Выводы главы 1	48
Глава 2 Теоретический анализ когерентного транспорта в структурах, содержащих многозонные сверхпроводники с межорбитальным типом сверхпроводящего спаривания	53
2.1 Проводимости $N - S_p$ перехода в случае сверхпроводника S_p , описываемого $s_{\pm}$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания . . .	54
2.2 Джозефсоновский транспорт в $S - c - S_p$ структуре	59
2.3 Выводы главы 2	66
Глава 3 Электронный транспорт через границу нормального металла с двухзонным сверхпроводником с межзонным типом спаривания.	67
3.1 Сверхпроводящие свойства многозонного материала с межзонным типом спаривания	68
3.2 Температурная зависимость межзонного параметра порядка	72
3.3 Вольт-амперные характеристики переходов нормальный металл/многозонный сверхпроводник с межзонным типом спаривания . . .	74
3.4 Выводы главы 3	79

Глава 4 Тепловой вентиль из сверхпроводящих гетероструктур с различными типами спаривания	80
4.1 Свойства рассматриваемой $F - F' - S$ структуры	80
4.2 Электронный транспорт тепла в $F - F' - S$ структуре	85
4.3 Выводы главы 4	91
Глава 5 Электронный транспорт тепла в контакте нормального металла и многозонного сверхпроводника. Подход матрицы рассеяния.	92
5.1 Матрица рассеяния контакта нормальный металл/двухзонный сверхпроводник	92
5.2 Транспорт тепла в контакте нормальный металл/двухзонный сверхпроводник	97
5.3 Выводы главы 5	101
Заключение	103
Список публикаций автора	105
Список литературы	107

Введение

Актуальность темы

В настоящее время значительный интерес проявляется к изучению электронных и сверхпроводящих свойств высокотемпературных железосодержащих пниктидов (соединений железа (Fe) с элементами из V группы: N, S, As, Sb, Bi). В последние несколько лет усилия ученых приложены к выяснению механизма спаривания и симметрии параметра порядка в таких соединениях, а также к пониманию их других физических свойств.

Первое сообщение об обнаружении сверхпроводимости в железосодержащем соединении (а именно, в $LaO_{1-x}F_xFeAs$) появилось еще в 2006 году, однако критическая температура была совсем небольшой: $T_c = 3.5K$. Настоящий прорыв в физике высокотемпературных проводников произошел в 2008 году, когда было сообщено о сверхпроводимости с критической температурой $T_c = 26K$ в допированном фтором соединении $LaO_{1-x}F_xFeAs$ [1]. Вслед за этим было обнаружено, что замена La редкоземельными элементами приводит к большим значениям критической температуры, которая достигает $55K$ в соединении $SmO_{1-x}F_xFeAs$.

Изучение высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих соединениях (ферропниктидах) [1] чрезвычайно интересно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. С фундаментальной точки зрения ферропниктиды интересны как многозонные сверхпроводники с возможно реализующимися в них как необычными симметриями параметра порядка, так необычными видами сверхпроводящего спаривания. В настоящее время популярна так называемая $s_{\pm}$ модель [2], предполагающая наличие двух изотропных параметров порядка в зонах ферропниктида, со сдвигом фаз π между фазами параметров порядка, обусловленным спиновыми флуктуациями. Одновременно предлагается более общая модель [3], учитывающая возможность как традиционного внутризонного сверхпроводящего спаривания [4], так и межзонного спаривания, т.е. возможность синглетного спаривания электронов, принадлежащих различным зонам многозонного металла. При этом появление в гамильтониане членов, ответственных за межзонное спаривание, следует из вида симметрии кристал-

лической решетки пниктидов [3].

С прикладной точки зрения интерес представляет относительно высокое значение критической температуры T_c ферропниктидов, достигающее 50 К, их естественное сродство с ферромагнитным железом, поскольку железо является одним из элементов, из которых составлены пниктиды и есть экспериментальные данные об успешном напылении пленок пниктидов на железо. Таким образом, пниктиды являются единственными сверхпроводниками, естественно сочетающимися с ферромагнетиками. Также полезной для экспериментальных приложений является возможная изотропия параметра порядка пниктидов. Перечисленное выше должно способствовать их болометрическим и микрорефрижераторным применениям.

Наиболее важным является вопрос о том, какой должна быть минимальная модель $FeAs$ -соединений, позволяющая объяснить основные свойства этих соединений и построить их зонную структуру наиболее приближенной к реальной. Расчеты зонной структуры в приближении локальной плотности показывают, что зоны, формирующие наблюдаемые электронные и дырочные пакеты, сильно гибридизированы, но имеют в основном характер $3d$ -состояний железа. Некоторые авторы полагают, что гибридизация орбиталей железа так велика, что для построения минимальной модели необходимо учитывать все пять орбиталей Fe . Так, например, была предложена пятиорбитальная модель $FeAs$ -соединений [5]. Однако большое число степеней свободы в этой модели делает ее очень трудной для изучения с помощью численных методов. В дальнейшем было показано, что основной вклад в формирование зонной структуры дают орбитали d_{xz} и d_{yz} с небольшим вкладом d_{xy} орбитали. Таким образом, возникла более простая для изучения трехорбитальная модель [6]. Однако наиболее простой и удобной для изучения является двухорбитальная модель $FeAs$ -соединений [7]. Применимость ее обосновывается следующими аргументами:

1. В рамках этой модели получаемая форма поверхности Ферми является корректной.
2. Получаемые в этой модели две зоны действительно в основном созданы за счет вклада d_{xz} и d_{yz} орбиталей, за исключением небольшой порции электронного пакета, в создание которого внесла вклад и d_{xy} орбиталь.
3. Двухорбитальная модель является единственной моделью, которая может быть изучена с высокой точностью при помощи численных методов.

Даже в рамках двухорбитальной модели спектр возбуждений железосодержа-

щих сверхпроводников характеризуется наличием двух зон. Число зон в спектре возбуждений возрастает при увеличении принимаемых во внимание количества орбиталей железа, которые вносят вклад в создание электронных свойств таких соединений, и максимально может достигать пяти.

Если в отношении электронной, а также магнитной структуры $FeAs$ -соединений достигнут определенный консенсус, то в отношении симметрии параметра порядка и механизма сверхпроводящего спаривания согласия нет; дискуссии в научном мире по поводу этого вопроса ведутся с самого момента открытия новых железосодержащих сверхпроводников и, видимо, в ближайшее время будут продолжаться. Применяемые в настоящее время экспериментальные методики приводят к противоречивым результатам, касающимся симметрии сверхпроводящего параметра порядка, числа щелей для конкретного соединения и наличия нулей параметра порядка на поверхности Ферми.

Что же наблюдается в экспериментах? В туннельных экспериментах на точечных контактах, в которых измеряется ток через контакт нормального металла со сверхпроводником в зависимости от приложенного напряжения, для $FeAs$ -соединения на основе Sm наблюдали спектр, свидетельствующий о существовании одной щели величиной примерно 13,3 мэВ [8]. Щель является изотропной (нулей щели на поверхности Ферми обнаружено не было), температурная зависимость щели $\Delta(T)$ - обычного БКШ-типа. Этот результат согласуется с данными исследования другого соединения $NdO_{0.9}F_{0.1}FeAs$ с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением [9]. Обнаружилась одна щель величиной примерно 15 мэВ, которая имела некоторую небольшую анизотропию.

В работе [10] на образце $SmO_{0.9}F_{0.1}FeAs$ получены несколько отличающиеся от предыдущих результаты. Наблюдалось две щели, кроме того, наблюдали пик при нулевом напряжении - так называемый zero-bias conductance peak. Появление этого пика свидетельствует о сложной структуре щели с наличием нулей на поверхности Ферми. В работе [11] на образцах соединений $SmOFeAs$ и $LaOFeAs$ были обнаружены две щели, но нулей на поверхности Ферми не наблюдалось. В результате таких экспериментов невозможно установить фазовое соотношение между двумя наблюдаемыми щелями, однако полученные результаты не противоречат весьма популярной в настоящее время $s_{\pm}$ модели. Результаты данной работы частично согласуются с данными работы [12], в которой также наблюдались две сверхпроводящие щели, но в данном эксперименте

было также обнаружено и существование zero-bias conductance peak. Совсем недавние эксперименты российской группы ученых явно демонстрируют анизотропность параметра порядка в пниктидах [13].

Общий итог экспериментов, проведенных к настоящему времени, таков, что пока невозможно сделать однозначного и окончательного вывода о симметрии сверхпроводящего параметра порядка в $FeAs$ -соединениях. Более того, симметрия параметра порядка может изменяться при переходе от одного класса железосодержащих сверхпроводников к другому. Вместе с тем многие теоретические электронные модели приводят к выводу, что наиболее энергетически оптимальным в этих соединениях является существование параметра порядка с $s_{\pm}$ симметрией [2, 14]. Однако расчеты в работе [3] показали, что в области промежуточных значений кулоновского взаимодействия наиболее энергетически выгодным является существование параметра порядка с B_{2g} -симметрией, при больших значениях кулоновского взаимодействия - с A_{1g} -симметрией. Именно эти два типа сверхпроводящего спаривания, по мнению авторов [3], являются наиболее вероятными в пниктидах. Одна из реализаций синглетного спаривания с A_{1g} -симметрией как раз и есть наиболее популярная $s_{\pm}$ модель. Однако существенно, что и в данном случае параметр порядка является анизотропным. Что касается широко используемой $s_{\pm}$ модели, в которой знаки параметра порядка противоположны по знаку, но параметр порядка не зависит от волнового вектора, то такое спаривание, по мнению авторов, не согласуется с требованиями симметрии.

Из истории изучения вида симметрии сверхпроводящего параметра порядка в высокотемпературных $YBaCuO$ системах известно, что окончательный ответ о виде симметрии параметра порядка (d - симметрия в случае $YBaCuO$ систем) может быть получен при исследовании когерентного электронного транспорта в их контактах с нормальным металлом и сверхпроводником, а также при проведении фазово-когерентных туннельных экспериментов [15–18]. Такие исследования предполагают как наличие достоверных экспериментальных данных, так и адекватных теорий когерентного транспорта в таких структурах, как это было при исследовании $YBaCuO$ систем [19]. При изучении свойств сверхпроводящих пниктидов обилие интересных экспериментальных данных [13, 20, 21] контрастирует с отсутствием последовательной микроскопической теории, адекватно описывающей когерентный электронный транспорт в их контактах с нормальным металлом или другим сверхпроводником.

Формулировка микроскопической теории когерентного зарядового транспорта

в структурах с многозонными сверхпроводниками является весьма не тривиальной задачей. Сложность создания такой последовательной микроскопической теории объясняется многозонностью данных материалов, а также существенной непараболичностью и анизотропией спектра их одноэлектронных возбуждений. Кроме того, сложность теоретического исследования электронных свойств этих соединений обусловлена анизотропией и знакопеременностью для различных направлений их параметра порядка [2, 3]. Важнейшей проблемой является вывод граничных условий, с помощью которых производится сшивка волновых функций на границе с многозонным сверхпроводником. Существующие до сих пор теории, посвященные когерентному транспорту в железосодержащих сверхпроводниках, были феноменологическими [22–26]. Важно отметить, что помимо пниктидов, существуют также другие новые необычные сверхпроводники, обладающие несколькими орбитальными степенями свободы, такие, как, например, допированный топологический изолятор $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ [27–35]. Именно поэтому основной задачей данной работы было создание последовательной микроскопической теории, описывающей зарядовый транспорт в структурах, содержащих многозонные необычные сверхпроводники.

Цель работы

Целью данной работы было создание последовательной микроскопической теории когерентного зарядового транспорта в гетероструктурах, содержащих многозонные сверхпроводники, а также формулировка предложений по проведению экспериментов по выяснению типов сверхпроводящего спаривания и симметрий параметра порядка в пниктидах. Кроме того, целью данной работы являлось теоретическое исследование возможности болометрических и микрорефрижераторных применений пниктидов.

Научная новизна

В диссертационной работе впервые получены следующие новые результаты:

1. Впервые разработан общий микроскопически обоснованный метод расчета зарядового транспорта через границу нормального металла с многозонным сверхпроводником вне приближения эффективной массы с учетом анизотропии и неквадратичности его спектра возбуждений.
2. Впервые рассчитаны ток-фазовые зависимости джозефсоновских контактов, составленных из сверхпроводника БКШ-типа с двухзонным сверхпроводником, описываемым межорбитальной анизотропной моделью сверхпроводящего спаривания.

3. Впервые рассчитаны проводимости контактов, составленных из нормального металла и двухзонного сверхпроводника, описываемого $s_{\pm}$ и s_{++} моделями сверхпроводящего спаривания, для случая различных углов разориентаций границы по отношению к кристаллографическим осям сверхпроводника.

4. Впервые рассчитаны тепловые потоки через гетероструктуры, составленные из нормального металла или ферромагнетика, образованного из доменов с различными направлениями намагниченности, и двухзонного сверхпроводника, описываемого межзонной моделью сверхпроводящего спаривания.

5. Впервые рассчитаны тепловые потоки через границу нормального металла с двухзонным сверхпроводником, описываемым $s_{\pm}$ и s_{++} моделями сверхпроводящего спаривания, методом матрицы рассеяния с учетом межзонного рассеяния на границе.

Научно-практическая ценность диссертации

Полученные в данной диссертации результаты важны как с научной, так и с практической точек зрения. Их научная ценность состоит в получении ряда новых фундаментальных результатов в области исследования электронного транспорта в структурах, содержащих высокотемпературные многозонные сверхпроводники.

К ним прежде всего относится вывод граничных условий для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания вне приближения эффективной массы, которые позволяют учесть как сложный непараболический и анизотропный спектр нормальных возбуждений в сверхпроводнике и их многозонный характер, так и необычные виды симметрий сверхпроводящего параметра порядка.

Вторым безусловно важным результатом является расчет фазовой зависимости джозефсоновского тока контактов, содержащих многозонный пниктид, который описывается как $s_{\pm}$, так и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания.

Наконец, в диссертации теоретически доказано, что виды симметрий параметров порядка в пниктидах можно различать по изучению проводимости их контактов с нормальным металлом именно с нулевым углом разориентации границы по отношению к кристаллографическим осям сверхпроводника.

Практическое значение сформулированных в диссертации результатов определяется тем, что впервые показана возможность болометрического и микрорефрижераторного применения гетероструктур, содержащих многозонный сверхпроводник на основе железа и нормальный металл или ферромагнетик.

Степень достоверности и апробация работы

Достоверность полученных результатов обеспечена оптимальным выбором физических моделей, отражающих основные свойства исследуемых систем, а также адекватным методом их численного моделирования. Результаты работы докладывались на

- 4-ой Всероссийской конференции молодых ученых "Микро-нанотехнология и их применение", Черноголовка, 2010;

- 15-ом международном симпозиуме "Наноп физика и нанoeлектроника", Нижний Новгород, 2011;

- Российско-Украинском семинаре "Физика сверхпроводниковых гетероструктур", Черноголовка, 2011;

- 4-ой международной конференции "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости", (ФПС 2011), Москва-Звенигород, 2011;

- 1-ой национальной конференции по прикладной сверхпроводимости, (НКПС-2011), Москва, 2011;

- 16-ом международном симпозиуме "Наноп физика и нанoeлектроника", Нижний Новгород, 2012;

- международной конференции "Micro- and Nanoelectronics - 2012", Звенигород, 2012;

- 17-ом международном симпозиуме "Наноп физика и нанoeлектроника", Нижний Новгород, 2013;

Результаты диссертации отражены в 19 публикациях, в том числе в семи статьях в научных реферируемых журналах [A1]-[A7], рекомендованных ВАК, а также в 12 тезисах докладов конференций [A8]-[A19].

Личный вклад автора

В диссертации приведены результаты, полученные непосредственно автором или при его активном участии. В 14 из 19 авторских публикаций данной диссертационной работы автор диссертации является первым автором публикации, т.е. другими соавторами этих работ вклад автора диссертации был признан определяющим.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации - 115 стр., включая 37 рисунков. Список литературы состоит из 71 наименования.

Содержание работы

Во **введении** дан краткий обзор теоретических и экспериментальных работ, относящихся к теме диссертации, обоснована ее актуальность, сформулированы цели и задачи работы, перечислены основные результаты, представляемые на защиту, дано краткое описание содержания глав диссертации.

В **главе 1** теоретически исследуется электронный транспорт через границу нормального металла и сверхпроводящего двухзонного пниктида, описываемого в рамках наиболее популярных в настоящее время s_{++} и $s_{\pm}$ моделей сверхпроводящего спаривания, в приближении сильной связи. Для этой цели рассматривается двумерная атомарная решетка нормального металла и пниктида для различных углов ориентации кристаллографических осей пниктида и границы.

В разделе 1.1 продемонстрирована процедура получения уравнений Боголюбова-де-Жена и вывода граничных условий в приближении сильной связи для одномерной модели контакта нормального металла и однозонного сверхпроводника. Показано, что проводимость контакта нормальный металл - сверхпроводник, полученная в рамках предложенного метода, совпадает с проводимостью такого контакта, описываемого широко известной моделью Блондера - Клапвиека - Тинкхама

$$\begin{aligned}\sigma(E) &= 1 + |a|^2 - |b|^2 \\ &= \frac{\sigma_N[1 + \sigma_N | \Gamma |^2 + (\sigma_N - 1) | \Gamma |^4]}{|1 - (1 - \sigma_N) \Gamma^2|^2},\end{aligned}\quad (0.1)$$

где $\Gamma = \Delta/(E + \sqrt{E^2 - \Delta^2})$, Δ - величина сверхпроводящей щели, но с обобщенным определением проводимости данного контакта в нормальном состоянии в приближении сильной связи

$$\sigma_N(k, q) = 1 - |b|^2 = \frac{2\sigma_1[\cos[(q - k)l] - \cos[(q + k)l]]}{1 + \sigma_1^2 - 2\sigma_1 \cos[(q + k)l]}. \quad (0.2)$$

где $\sigma_1 = tt'/\gamma^2$, t, t', γ - параметры хоппинга в нормальном металле, сверхпроводнике и через границу, соответственно, $q(k)$ - волновой вектор в нормальном металле (сверхпроводнике). Также показано, что проводимость контакта нормального металла и однозонного сверхпроводника с d-типом сверхпроводящего спаривания, рассчитанная в рамках предложенной модели, совпадает с ранее полученным результатом, но с обобщенным определением проводимости такого контакта в нормальном состоянии.

В разделе 1.2 в рамках приближения сильной связи получены уравнения Боголюбова-де-Жена на узлах кристаллической решетки в плоскости сверхпроводя-

щего пниктида для случая нулевой ориентации кристаллографических осей пниктида относительно границы. На основе данных уравнений выведены граничные условия для контакта нормальный металл - двухзонный пниктид для данной ориентации границы и кристаллографических осей пниктида, а также получено выражение для потока вероятности в направлении, перпендикулярном границе. Продемонстрировано, что полученные граничные условия обеспечивают сохранение потока вероятности через рассматриваемую границу. На основе выведенных граничных условий рассчитаны проводимости переходов нормальный металл - сверхпроводящий пниктид для анизотропных s_{++} ($\Delta = \Delta_0(\cos(k_x) + \cos(k_y)) + \Delta_1$) и $s_{\pm}$ ($\Delta = \Delta_0 \cos(k_x) \cos(k_y)$) моделей сверхпроводящего спаривания. Показано, что в случае $s_{\pm}$ модели для малых прозрачностей границы помимо двух характерных особенностей на щелях практически для всех значений волнового вектора, параллельного границе, наблюдается четко выраженная подщелевая особенность. Данная подщелевая особенность отсутствует в случае s_{++} модели для всех значений волнового вектора, параллельного границе. Таким образом, показано, что на основе сравнения проводимостей контакта нормального металла и сверхпроводящего пниктида для нулевого угла ориентации кристаллографических осей пниктида по отношению к границе возможно отличить рассматриваемые две наиболее популярные модели сверхпроводящего спаривания по наличию и отсутствию четко выраженной подщелевой особенности в случае $s_{\pm}$ или s_{++} модели спаривания, соответственно.

В разделе 1.3 в рамках приближения сильной связи получены уравнения Боголюбова-де-Жена на узлах кристаллической решетки в плоскости сверхпроводящего пниктида для случая ненулевого угла ориентации кристаллографических осей пниктида относительно границы. На основе данных уравнений выведены граничные условия для контакта нормальный металл - двухзонный пниктид для данной ориентации границы и кристаллографических осей пниктида, а также получено выражение для потока вероятности в направлении, перпендикулярном границе. При рассмотрении электронного транспорта через $N-S_p$ контакты с ненулевым углом разориентации учтен хоппинг не на один, как в случае нулевого угла разориентации, а на два соседних слоя атомов пниктида. Это обстоятельство привело к существенному усложнению граничных условий, вида волновых функций и выражения для потока, связанному с необходимостью учета электронного транспорта не только по двум энергетическим зонам, но и по двум долинам в этих зонах. Используя полученные граничные условия,

рассчитаны проводимости для $N - S_p$ контакта для угла $\pi/4$ разориентации границы и кристаллографических осей пниктида. Показано, что изучение проводимостей контактов нормального металла со сколотым под углом $\pi/4$ к границе кристаллом пниктида не позволяет различить симметрии параметра порядка в сверхпроводящем пниктиде: полученные зависимости проводимости от напряжения качественно схожи для $s_{\pm}$ и s_{++} моделей сверхпроводящего спаривания.

В разделе 1.4 для различных размеров поверхности Ферми в нормальном металле рассчитаны усредненные по волновому вектору, параллельному границе, проводимости $N - S_p$ контакта для угла ориентации кристаллографических осей пниктида по отношению к границе, равного 0. Показано, что усредненные проводимости $N - S_p$ контакта для нулевого угла ориентации границы качественно отличаются для $s_{\pm}$ и s_{++} моделей сверхпроводящего спаривания для большого размера поверхности Ферми в нормальном металле, что дает возможность отличить эти две модели на эксперименте.

Таким образом, в главе 1, основываясь на уравнениях сильной связи, получены граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания, которые позволяют учесть как сложный непараболический и анизотропный спектр нормальных возбуждений в сверхпроводнике и их многозонный характер, так и необычные виды симметрий сверхпроводящего параметра порядка. Продемонстрирована возможность отличить две наиболее популярные $s_{\pm}$ и s_{++} модели сверхпроводящего спаривания путем анализа проводимостей $N - S_p$ контакта для нулевого угла ориентации кристаллографических осей пниктида по отношению к границе.

В **главе 2** теоретически исследуется когерентный электронный транспорт в структурах с многозонными сверхпроводниками, описываемыми моделями внутриорбитального ($s_{\pm}$ модель) и межорбитального сверхпроводящего спаривания. Для этого рассмотрено микросужение между сверхпроводящим пниктидом (S_p) и нормальным металлом (N) или обычным изотропным сверхпроводником БКШ-типа (S). Длина микросужения l предполагается много меньшей длины когерентности ξ в сверхпроводниках и упругой l_{el} и неупругой l_{in} характерных длин свободного пробега, что позволяет пренебречь подавлением параметра порядка вблизи границы. В такой геометрии естественно пользоваться подходом Боголюбова-де-Жена, который корректно описывает когерентный транспорт в сверхпроводящих структурах с параметром по-

рядка, являющимся знакопеременным в конфигурационном пространстве.

В разделе 2.1 рассчитаны проводимости $N - S_p$ перехода при нулевой температуре в случае сверхпроводника S_p , описываемого $s_{\pm}$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания. Кристалл пниктида ориентирован так, что $N - S_p$ граница параллельна кристаллографической оси y . Для данных расчетов использованы граничные условия, которые являются частным случаем граничных условий, полученных в главе 1, для нулевого угла ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида. Продemonстрировано, что зависимость проводимости от напряжения $N - S_p$ контакта имеет две особенности, вызванные особенностью в плотности состояний на большей сверхпроводящей щели пниктида и объединенной особенностью от меньшей щели и подщелевой особенностью в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания. В случае описания пниктида в рамках межорбитальной модели спаривания проводимость $N - S_p$ контакта имеет как две щелевые особенности, так и особенность при нулевом напряжении (ZBA).

В разделе 2.2, используя граничные условия раздела 2.1, рассчитаны фазовые зависимости связанных андреевских состояний, вклада от них в джозефсоновский ток, вклада от континуума в джозефсоновский ток и полного тока Джозефсона $I_s(\varphi) = I_d(\varphi) + I_c(\varphi)$, состоящего из тока $I_d(\varphi)$, переносимого квазичастицами, занимающими дискретные андреевские уровни, и тока $I_c(\varphi)$, переносимого квазичастицами из непрерывного спектра при нулевой температуре через $S - c - S_p$ переход со сверхпроводником S_p , описываемым $s_{\pm}$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания. Показано, что $S - c - S_p$ переход со сверхпроводящим пниктидом S_p , описываемым $s_{\pm}$ моделью, рассмотренный в рамках двухорбитальной модели, является “0”-контактом с близкой к синусоидальной ток-фазовой зависимостью. Для случая $S - c - S_p$ перехода со сверхпроводящим пниктидом S_p , описываемым межорбитальной моделью сверхпроводящего спаривания, продемонстрировано, что такой джозефсоновский переход является “ φ ”-контактом с весьма не тривиальной ток-фазовой зависимостью (основное состояние реализуется при некоторой разности фаз сверхпроводящих берегов $0 < \varphi < \pi$). Объяснением результатов расчета является совпадение симметрий параметров порядка изотропного сверхпроводника S и пниктида S_p в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания (A_{1g} симметрия в обоих случаях) и несовпадение симметрий параметров порядка сверхпроводников $S - c - S_p$ перехода в случае, когда пниктид описывается моделью межорбитального спаривания (A_{1g} для

изотропного сверхпроводника S и B_{2g} для сверхпроводника S_p , описываемого моделью межорбитального спаривания). В главе 2 сделан вывод о том, что, анализируя проводимости $N - S_p$ контакта, можно отличить на эксперименте внутриорбитальную модель сверхпроводящего спаривания от межорбитальной по наличию пика при нулевом напряжении в случае последней. Кроме того, продемонстрировано, что ответ о виде симметрии параметра порядка в пниктидах может дать измерение ток-фазовой зависимости $S - c - S_p$ перехода с монокристаллическим пниктидом.

В главе 3 рассматриваются структуры со сверхпроводником, описываемым в рамках двухзонной модели, при наличии в нем только межзонного типа сверхпроводящего спаривания. Под данным типом спаривания понимается возможность сверхпроводящего спаривания электронов, принадлежащих различным зонам многозонного металла. Также в данной главе теоретически исследуется электронный транспорт через границу двухзонного сверхпроводника с таким необычным типом спаривания и нормального металла.

В разделе 3.1 развит подход к описанию свойств двухзонного сверхпроводника при наличии в нем межзонного спаривания. Получены уравнения Боголюбова-де-Жена такого сверхпроводника путем диагонализации сверхпроводящего гамильтониана с учетом наличия межзонного спаривания в рамках двухзонной модели.

В разделе 3.2, используя выведенные уравнения Боголюбова-де-Жена, рассчитывается температурная зависимость межзонного параметра порядка. Показывается, что уменьшение модуля межзонного параметра порядка при малых значениях температуры происходит быстрее по сравнению с аналогичной зависимостью обычного внутризонного параметра порядка в теории БКШ.

Продemonстрировано, что такое поведение температурной зависимости межзонного параметра порядка, а также ее последующее скачкообразное уменьшение связаны с асимметрией сверхпроводящего спектра возбуждения относительно нулевого значения энергии двухзонного сверхпроводника с межзонным типом спаривания, обусловленной различием эффективных масс электронов в двух зонах.

В разделе 3.2 рассматривается микросужение между нормальным металлом и двухзонным сверхпроводником с характерным размером d много меньшим длины когерентности сверхпроводника ξ и упругой l и неупругой l_{in} характерных длин свободного пробега. На основе полученных в разделе 3.1 уравнений Боголюбова-де-Жена записываются волновые функции в двухзонном металле и двухзонном сверхпровод-

нике с межзонным типом спаривания. Обобщается уравнение теории БКШ для тока S-N перехода на случай двухзонной модели. Рассчитываются вольт-амперные характеристики и проводимости перехода нормальный двухзонный металл - двухзонный сверхпроводник с межзонным типом спаривания для различных значений величины потенциального дельта-образного барьера между нормальным металлом и сверхпроводником. Демонстрируется наличие характерной асимметрии вольт-амперных характеристик по напряжению, а также наличие на них особенностей при двух характерных значениях напряжения, что является следствием различия эффективных масс электронов в зонах двухзонного металла и следующей из этого асимметрии спектра возбуждения относительно нулевого значения энергии.

Таким образом, в главе 3 продемонстрировано, что различие эффективных масс электронов в зонах двухзонного металла и двухзонного сверхпроводника с межзонным типом спаривания приводит к асимметрии по напряжению вольт-амперных характеристик S-N переходов и к появлению особенностей при двух характерных значениях напряжения, несмотря на наличие единого параметра порядка межзонного спаривания.

В главе 4 теоретически рассматривается электронный транспорт тепла через границу ферропниктида, описываемого "минимальной моделью" межзонного спаривания, соответствующей только межзонному спариванию между двумя зонами ферропниктида, с ферромагнетиком. С этой целью исследуется процесс теплового транспорта в структуре, которая представляет собой конструкцию, состоящую из массивного сверхпроводящего (S) электрода, граничащего с ферромагнитной (F') нитью, поперечные размеры которой существенно меньше длины когерентности сверхпроводника. Ферромагнитная нить, в свою очередь, граничит с массивным ферромагнитным (F) электродом. Оба ферромагнетика являются монокристаллическими материалами с векторами намагниченности, лежащими в одной плоскости, но могут составлять между собой произвольный угол разориентации θ , изменением которого можно управлять тепловым потоком.

В разделе 4.1 путем диагонализации гамильтониана рассматриваемой системы получена система уравнений Боголюбова-де-Жена. На основе данных уравнений записаны волновые функции в двухзонном сверхпроводнике с межзонным типом спаривания и в областях двух доменов ферромагнетика с различными направлениями намагниченности. Сшивкой волновых функций на границах получены вероятности

процессов нормального отражения, андреевского отражения и прохождения в две зоны сверхпроводника.

В разделе 4.2, используя результаты раздела 4.1 и выражение для потока тепла для одной поперечной моды $F - F' - S$ микросужения, рассчитаны зависимости теплового потока через $F - F' - S$ структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания и со сверхпроводником S БКШ типа от напряжения U на переходе, для различных значений угла разориентации θ . Продemonстрировано, что увеличение угла разориентации θ от 0 до π приводит к существенному уменьшению величины теплового потока, не доводя его однако до нулевого значения при $\theta = \pi$ в случае сверхпроводника S , описываемого межзонным спариванием. Однако, в $F - F' - S$ структуре со сверхпроводником БКШ типа увеличение угла разориентации θ до значения $\theta = \pi$ приводит к полному подавлению теплового потока охлаждения.

Также рассчитаны максимальные по напряжению тепловые потоки J рассматриваемой $F - F' - S$ структуры со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания и со сверхпроводником S БКШ типа как функция прозрачности $F' - S$ слоя D для различных значений угла разориентации $\theta = 0, \pi/2, 3\pi/4$. Показано, что изменение типа спаривания в сверхпроводнике $F - F' - S$ структуры не меняет качественным образом вид зависимости $J(D)$ при различных значениях угла разориентации θ . При этом получено, что величина максимального значения теплового потока в $F - F' - S$ структуре со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания примерно в 40 раз больше соответствующего максимального теплового потока, достигаемого в $S - I - N$ (сверхпроводник - изолятор - нормальный металл) структуре.

В главе 4 сделан вывод о том, что в рассматриваемой $F - F' - S$ структуре возможно эффективное управление величиной теплового потока охлаждения путем изменения угла разориентации направлений намагниченности θ в доменах ферромагнетика.

В главе 5 теоретически исследуется транспорт тока и тепла через границу двухзонного сверхпроводника и нормального металла в терминах матрицы рассеяния. Для этой цели рассматривается микросужение между нормальным металлом и двухзонным сверхпроводником с характерным размером d много меньшим длины когерентности сверхпроводника ξ и упругой l и неупругой l_{in} характерных длин свободного пробега.

В разделе 5.1 развит подход к описанию исследуемого S-N контакта в терминах

матрицы рассеяния на границе. Записаны волновые функции в нормальном металле и сверхпроводнике в рамках двухзонной модели. Введена матрица рассеяния $\hat{S}$, необходимая для сшивки данных волновых функций на границе, в рамках двухзонной модели как для сверхпроводника, так и для нормального металла:

$$\hat{\Psi}_{out}^e = \hat{S} \times \hat{\Psi}_{in}^e, \quad (0.3)$$

где столбец $\hat{\Psi}_{in}^e = [\psi_{1,in}^{L,e}, \psi_{1,in}^{R,e}, \psi_{2,in}^{L,e}, \psi_{2,in}^{R,e}]^T$ составлен из падающих на рассеиватель электронных волн, а столбец $\hat{\Psi}_{out}^e = [\psi_{1,out}^{L,e}, \psi_{1,out}^{R,e}, \psi_{2,out}^{L,e}, \psi_{2,out}^{R,e}]^T$ составлен из отраженных от микросужения электронных волн. Дырочные состояния в нормальном микросужении связаны подобным соотношением, но с матрицей $\hat{S}^h = \hat{S}^*$. Матрица рассеяния $\hat{S}$ зависит всего от двух параметров, определяющих рассеяние в микросужении, - от эффективной высоты барьера внутризонного транспорта Z и эффективной амплитуды межзонного хоппинга α . Для вычисления транспорта тока и тепла в такой структуре в рамках данного подхода обобщены на двухзонный случай выражения для электрического тока I и потока тепла J для одной поперечной моды микросужения.

В разделе 5.2 численно рассчитаны зависимости теплового потока J от прозрачности при оптимальном напряжении на переходе для различных значений параметра межзонного хоппинга α в $s_{\pm}$ и s_{++} моделях. Показано, что в области малых прозрачностей (туннельный режим) эти зависимости близки друг к другу, однако с ростом прозрачности расчеты для $s_{\pm}$ модели дают существенно большие величины теплового потока, чем для s_{++} модели. Установлено, что с ростом параметра межзонного хоппинга α максимальный тепловой поток растет в $s_{\pm}$ модели, а в s_{++} модели убывает. Дана оценка возможности применения новых двухзонных сверхпроводников в болометрических устройствах. С этой целью исследовалась зависимость теплопроводности $\kappa = J/\delta T$ их чистой границы с нормальным металлом от температуры T , где δT - малая разность температур нормального металла и сверхпроводника. Продемонстрировано существенное отличие двухзонных сверхпроводников с изотропным параметром порядка, в которых теплопроводность κ имеет близкую к экспоненциальной зависимость от $\Delta_1/k_B T$, от высокотемпературных купратов, в которых активационная зависимость от $\Delta/k_B T$ отсутствовала. В главе 5 сделан вывод о том, что возможная необычная $s_{\pm}$ симметрия параметров порядков ферропниктидов и их двухзонная структура не препятствуют их болометрическим и микрорефрижераторным применениям.

В заключении сформулированы основные результаты работы и положения,

выносимые на защиту.

Глава 1

Микроскопическая теория зарядового транспорта в структурах с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания

В данной главе получены граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания в рамках приближения сильной связи вне приближения эффективной массы, позволяющие учесть как сложный непараболический и анизотропный спектр нормальных возбуждений в сверхпроводнике и их многозонный характер, так и необычные виды симметрий сверхпроводящего параметра порядка. Полученные граничные условия применены для расчета проводимостей контактов нормального металла с высокотемпературным сверхпроводящим пниктидом для различных углов ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида.

В разделе 1.1 демонстрируется процедура получения уравнений Боголюбова-де-Жена и вывода граничных условий в приближении сильной связи для одномерной модели контакта нормального металла и однозонного сверхпроводника. Показано, что проводимость контакта нормальный металл - сверхпроводник, полученная в рамках предложенного метода, совпадает с проводимостью такого контакта, описываемого широко известной моделью Блондера - Клапвйика - Тинкхама, но с обобщенным определением проводимости данного контакта в нормальном состоянии в приближении сильной связи. Также показано, что проводимость контакта нормального металла и однозонного сверхпроводника с d-типом сверхпроводящего спаривания, рассчитанная в рамках предложенной модели, совпадает с ранее полученным результатом, но с обобщенным определением проводимости такого контакта в нормальном состоянии.

В разделе 1.2, используя уравнения Боголюбова-де-Жена и граничные условия для контакта нормального металла с многозонным сверхпроводником, полученные в рамках предложенной модели, вычисляется проводимость такого контакта для наиболее популярных моделей сверхпроводящего спаривания в пниктиде для нулевого

угла ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида. Демонстрируется возможность определения вида симметрии параметра порядка путем анализа полученных проводимостей.

В разделе 1.3, используя уравнения Боголюбова-де-Жена и граничные условия для контакта нормального металла с многозонным сверхпроводником, полученные в рамках предложенной модели, вычисляется проводимость такого контакта для наиболее популярных моделей сверхпроводящего спаривания в пниктиде для ненулевого угла ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида. Демонстрируется качественная схожесть проводимостей данного контакта для различных моделей сверхпроводящего спаривания.

В разделе 1.4 для различных размеров поверхности Ферми в нормальном металле рассчитаны усредненные по волновому вектору, параллельному границе, проводимости $N - S_p$ контакта для нулевого угла ориентации кристаллографических осей пниктида по отношению к границе. Показано, что использование нормального металла с большим размером поверхности Ферми позволяет отличить на эксперименте две наиболее популярные модели сверхпроводящего спаривания - $s_{\pm}$ и s_{++} .

1.1 Одномерная модель контакта нормального металла с однозонным сверхпроводником

В данном разделе рассматривается одномерная модель контакта нормальный металл/сверхпроводник s-типа с синглетным спариванием (N/S). Используется модельный гамильтониан H в приближении сильной связи одномерной цепочки атомов, образование куперовских пар происходит на одном узле:

$$H = H_N + H_S + H_I, \quad (1.1)$$

$$H_N = \sum_{n \leq 0, \sigma} \left[t' \left(a_{\sigma, n-1}^{\dagger} a_{\sigma, n} + h.c. \right) - \mu_N a_{\sigma, n}^{\dagger} a_{\sigma, n} \right], \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} H_S = & \sum_{n \geq 1, \sigma} \left[t \left(a_{\sigma, n}^{\dagger} a_{\sigma, n+1} + h.c. \right) - \mu_S a_{\sigma, n}^{\dagger} a_{\sigma, n} \right] \\ & - \sum_n \left[\Delta a_{\uparrow, n}^{\dagger} a_{\downarrow, n}^{\dagger} + h.c. \right], \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$H_I = \gamma \left(a_{\sigma, 0}^{\dagger} a_{\sigma, 1} + h.c. \right), \quad (1.4)$$

где $a_{\sigma,n}^\dagger$ ($a_{\sigma,n}$) - оператор рождения (уничтожения) электрона со спином σ на узле с номером n , Δ - потенциал спаривания, t' (t) и μ_S (μ_N) параметр хоппинга и химический потенциал в нормальном металле (сверхпроводнике) соответственно. Параметр хоппинга на N/S границе обозначен как γ . H_N , H_S и H_I - гамильтониан в нормальном металле (N), в сверхпроводнике (S) и на границе соответственно. Гамильтониан (1.1) может быть диагонализирован посредством следующего канонического преобразования:

$$a_{\sigma,n} = \sum_{\nu} \left[u_{\nu,n} \alpha_{\nu,\sigma} + \text{sgn}(\sigma) v_{\nu,n}^* \alpha_{\nu,-\sigma}^\dagger \right], \quad (1.5)$$

которое является обобщением преобразования Боголюбова [36] для случая дискретной решетки. В уравнении (1.5) $\alpha_{\nu,-\sigma}^\dagger$ ($\alpha_{\nu,\sigma}$) - операторы рождения (уничтожения) квазичастиц, удовлетворяющие перестановочным соотношениям для ферми-операторов, и $u_{\nu,n}$, $v_{\nu,n}$ - волновые функции в уравнениях Боголюбова-де-Жена. Уравнения Боголюбова-де-Жена для случая дискретной решетки для волновых функций $u_{\nu,n}$, $v_{\nu,n}$ имеют следующий вид:

$$\begin{cases} t_n u_{\nu,n+1} + t_{n-1} u_{\nu,n-1} - \mu_n u_{\nu,n} \\ + \Delta_n v_{\nu,n} = \varepsilon_\nu u_{\nu,n}, \\ t_n v_{\nu,n+1} + t_{n-1} v_{\nu,n-1} - \mu_n v_{\nu,n} \\ - \Delta_n^* u_{\nu,n} = -\varepsilon_\nu v_{\nu,n}, \end{cases} \quad (1.6)$$

где $\mu_n = \mu_N$ (μ_S) для $n \leq 0$ ($n \geq 1$), и $t_n = t'$, γ и t для $n \leq -1$, $n = 0$ и $n \geq 1$ соответственно. Уравнения (1.6) совместно с соответствующим уравнением самосогласования для потенциала спаривания Δ_n описывают любую пространственно-неоднородную структуру с произвольным набором параметров хоппинга между узлами решетки t_n . Однако, решены данные уравнения для произвольной неоднородной структуры могут быть лишь численно. С целью формулировки важной упрощенной модели N/S перехода, которая допускает аналитическое решение, предположим, что потенциал спаривания сверхпроводника S является однородным. Это значит, что $\Delta_n = \Delta$ для $n \geq 1$ и $\Delta_n = 0$ для $n \leq 0$. Рассматриваемая структура изображена на рисунке 1.1.

Рассмотрим проводимость контакта нормальный металл/нормальный металл, считая, что $\Delta = 0$ в сверхпроводящем регионе. Электрон с энергией $E(= \varepsilon_\nu)$ испущен с левой стороны и рассеивается на границе. Тогда волновые функции $u_{\nu,n}$ для левой части волновой функции $\Phi_n(= u_{\nu,n})$ с $n \leq 0$ и правой части волновой функции $\Psi_n(=$

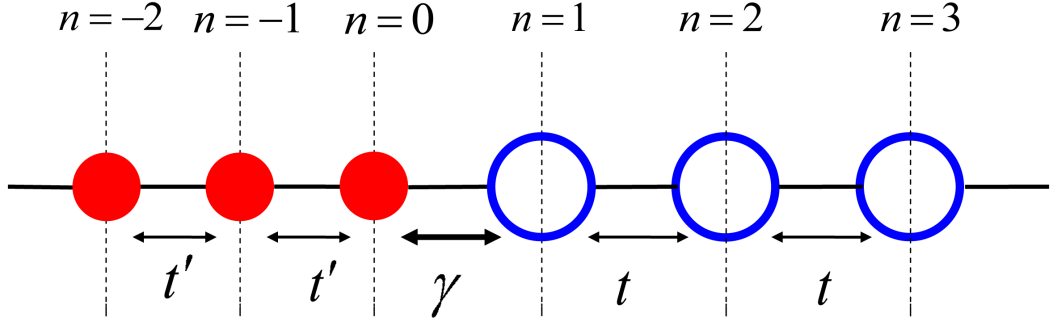


Рис. 1.1. Схематическое изображение одномерной модели. Левая область (красные круги) соответствует нормальному металлу с параметром хоппинга t' , правая область (синие окружности) соответствует сверхпроводнику с параметром хоппинга t . Параметр хоппинга на N/S границе задан как γ .

$u_{\nu,n}$ с $n \geq 1$ задаются следующим образом:

$$\begin{cases} \Phi_n = \exp(iqnl) + b \exp(-iqnl), \\ \Psi_n = c \exp(iknl), \end{cases} \quad (1.7)$$

где l - постоянная решетки в нормальном металле и сверхпроводнике (для упрощения мы предполагаем, что они равны, однако данное допущение не является необходимым [37]). Первый и второй члены Φ_n представляют собой падающую и нормально отраженную волны соответственно. Ψ_n соответствует прошедшей волне. Здесь волновые числа q и k определяются уравнениями $2t' \cos(ql) = \mu_N + E$ и $2t \cos(kl) = \mu_S + E$ с положительной групповой скоростью $-2t' \sin(ql), -2t \sin(kl) \geq 0$ соответственно. Коэффициенты b и c определяются граничными условиями. Данные граничные условия были предложены Zhu, Kroemer [37]. Их метод не ограничен предположением о параболическом спектре одноэлектронных возбуждений, основанном на приближении эффективных масс. Согласно их идее, граничные условия могут быть получены посредством сдвига положения границы. При сдвиге границы вправо получаем уравнение Шредингера

$$E\Phi_0 = -\mu_N\Phi_0 + t'\Phi_{-1} + t'\Phi_1. \quad (1.8)$$

Уравнение Шредингера без сдвига границы выглядит следующим образом:

$$E\Phi_0 = -\mu_N\Phi_0 + t'\Phi_{-1} + \gamma\Psi_1. \quad (1.9)$$

Подстановкой уравнения (1.8) в уравнение (1.9) получаем граничное условие

$$t'\Phi_1 = \gamma\Psi_1. \quad (1.10)$$

Подобным образом, если сдвинем границу влево, то получим граничное условие

$$\gamma\Phi_0 = t\Psi_0. \quad (1.11)$$

Используя граничные условия (1.10) и (1.11) и волновые функции (1.7), можно получить коэффициенты b, c , входящие в уравнение (1.7):

$$b = \frac{\sigma_1 \exp(iql) - \exp(ikl)}{\exp(ikl) - \sigma_1 \exp(-iql)},$$

$$c = \gamma(1 + b)/t, \quad (1.12)$$

где $\sigma_1 = tt'/\gamma^2$, и прозрачность границы σ_N задается следующим образом:

$$\sigma_N(k, q) = 1 - |b|^2 = \frac{2\sigma_1 [\cos[(q - k)l] - \cos[(q + k)l]]}{1 + \sigma_1^2 - 2\sigma_1 \cos[(q + k)l]}. \quad (1.13)$$

Граничные условия (1.10) и (1.11) обеспечивают сохранение потока вероятности J через границу:

$$J_{n \leq -1} = \frac{2t'}{\hbar} \text{Im}(\Phi_{n+1}^* \Phi_n) = J_{n > 1} = \frac{2t}{\hbar} \text{Im}(\Psi_{n+1}^* \Psi_n). \quad (1.14)$$

После подстановки производных в следующей форме: $\psi'_1 = (\Psi_1 - \Psi_0)/l$, $\psi'_2 = (\Phi_1 - \Phi_0)/l$, из граничных условий (1.10) и (1.11) могут быть получены обычные граничные условия [38] в континуальном пределе. Необходимо отметить, что граничные условия, написанные в форме конечных разностей, совпадают с наиболее широко используемыми граничными условиями Харрисона [39] только для случая $\sigma_1 = 1$. Данная особенность дискретных граничных условий (1.10) и (1.11) была также отмечена в [37].

Обобщив метод [37] на случай сверхпроводящих переходов, можно получить из уравнений (1.6) следующие граничные условия для контакта нормального металла и s -wave сверхпроводника с синглетным спариванием (см. рис. 1.1):

$$\begin{cases} t'\Phi_1 = \gamma\Psi_1, \\ t'\bar{\Phi}_1 = \gamma\bar{\Psi}_1, \\ \gamma\Phi_0 = t\Psi_0, \\ \gamma\bar{\Phi}_0 = t\bar{\Psi}_0, \end{cases} \quad (1.15)$$

где $\Psi_n(\Phi_n)$ и $\bar{\Psi}_n(\bar{\Phi}_n)$ - волновые функции $u_{\nu,n}$ и $v_{\nu,n}$ для электрона и дырки в S (N) соответственно. Волновые функции задаются следующим образом:

$$\begin{cases} \Phi_n = \exp(iqnl) + b \exp(-iqnl), \\ \bar{\Phi}_n = a \exp(i\tilde{q}nl), \\ \Psi_n = c u \exp(iknl) + d v \exp(-i\tilde{k}nl), \\ \bar{\Psi}_n = c v \exp(iknl) + d u \exp(-i\tilde{k}nl). \end{cases} \quad (1.16)$$

Волновые функции нормального металла и сверхпроводника содержат четыре неизвестные величины a, b, c, d , описывающие андреевски и нормально отраженные волны в нормальном металле (a и b) и две прошедшие в сверхпроводник волны (c и d), где c (d) соответствует амплитуде вероятности прохождения электрон-подобной (дырочно-подобной) квазичастицы. Данные четыре неизвестные величины (a, b, c, d) единственным образом определяются граничными условиями (1.15). В уравнении (1.16), $q, \tilde{q}$ ($k, \tilde{k}$) - волновые вектора в нормальном металле (сверхпроводнике), соответствующие энергии E . Хотя q и $\tilde{q}$ - реальные числа, k и $\tilde{k}$ становятся комплексными числами при условии $|E| < |\Delta|$.

Используя граничные условия (1.15) можно показать, что полученные волновые функции обеспечивают сохранение потока вероятности. Выражение для потока вероятности на дискретной решетке (рис. 1.1) следует из уравнений Боголюбова-де-Жена на узлах дискретной решетки (1.6):

$$J_s = \frac{2}{\hbar} \text{Im}(t\Psi_{n+1}^* \Psi_n - t\bar{\Psi}_{n+1}^* \bar{\Psi}_n). \quad (1.17)$$

Необходимо отметить, что условие сохранения потока вероятности через границу между нормальным металлом и сверхпроводником, записанное в виде дискретных сумм (разностей) на решетке (1.14), (1.17), может быть записано в квадратичной форме в терминах вероятностей занять состояние с волновыми векторами $q, -q, \tilde{q}, k, -\tilde{k}$, умноженных на групповые скорости в этих состояниях :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial p}|_{p=q} - |a|^2 \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial p}|_{p=\tilde{q}} + |b|^2 \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial p}|_{p=-q} = |c|^2 \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial p}|_{p=k} \\ + |d|^2 \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial p}|_{p=-\tilde{k}}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Уравнение (1.18) имеет такой же вид, как подобное выражение в теории БТК [40].

Описанная выше модель сильной связи соответствует равновесной ситуации с нулевым напряжением V на границе. Данная модель может быть обобщена на случай конечного напряжения $V \neq 0$ в микросужении с размером много меньшим упругой l_{el} и неупругой l_{in} длины свободного пробега, где транспорт заряда переносится независимыми поперечными модами. Ток, переносимый каждой модой, определяется разностью между входящим $f^{\rightarrow}(E)$ и исходящим $f^{\leftarrow}(E)$ потоком электронов в нормальном металле [40]:

$$I(V) = \eta_1 \int \{f^{\rightarrow}(E) - f^{\leftarrow}(E)\} dE, \quad (1.19)$$

где $f^{\rightarrow}(E) = f_0(E - eV)$, $f_0(E)$ - равновесные Ферми распределения, $\eta_1 = e/(\pi\hbar)$, и

$$\begin{aligned} f^{\leftarrow}(E) = A(E)(1 - f^{\rightarrow}(-E)) + B(E)f^{\rightarrow}(E) \\ + (C(E) + D(E))f_0(E). \end{aligned} \quad (1.20)$$

В уравнении (1.20) $A(E)$, $B(E)$, $C(E)$ и $D(E)$ - вероятности андреевского отражения, нормального отражения и прохождения как электрон-подобная квазичастица и как дырочно-подобная квазичастица, соответственно. Вероятности A, B, C, D в уравнении (1.20) вычисляются из граничных условий (1.15) и выражений для потоков вероятностей (1.14), (1.17). При вычислении вероятностей A, B, C, D падающие квазичастичные состояния должны быть нормированы так, чтобы потоки вероятностей в данных состояниях, описываемые уравнениями (1.14), (1.17), были равны единицы. Такая нормировка обеспечивает термодинамическое равновесие при отсутствии напряжения $V = 0$ на N/S переходе.

Для большинства сверхпроводников Δ по порядку величины много меньше t и t' , поэтому выполняются следующие условия:

$$|\Delta/t| \ll 1, |\Delta/t'| \ll 1, \quad (1.21)$$

то есть так называемое квазиклассическое приближение. Тогда можно считать выполненными и условия $q \simeq \tilde{q} \simeq q_0$ и $k \simeq \tilde{k} \simeq k_0$, где k_0 и q_0 - волновые вектора на поверхности Ферми, такие, что $2t' \cos(q_0 l) = \mu_N$ и $2t \cos(k_0 l) = \mu_S$. Результирующие амплитуды a и b определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} a &= \frac{2\sigma_1 \Gamma (\cos[(q_0 - k_0)l] - \cos[(q_0 + k_0)l])}{\Lambda}, \\ b &= \frac{(1 - \frac{\delta \sigma_1}{\delta})(1 - \frac{\sigma_1}{\delta \tilde{\delta}})}{\Lambda}, \end{aligned} \quad (1.22)$$

где

$$\Gamma = \Delta / (E + \sqrt{E^2 - \Delta^2}), \quad \exp(iq_0 l) = \delta, \quad \exp(ik_0 l) = \tilde{\delta}$$

и

$$\Lambda = -(1 - \sigma_1 \delta \tilde{\delta})(1 - \sigma_1 \frac{1}{\delta \tilde{\delta}})[1 - (1 - \sigma_N(k_0, q_0) \Gamma^2)],$$

где $\sigma_N(k_0, q_0)$ определяется уравнением (1.13).

В рамках данных приближений в модели сильной связи можно получить результат теории БТК [40]

$$I(V) = \eta_1 \int \{f_0(E - eV) - f_0(E)\} \sigma(E) dE \quad (1.23)$$

с

$$\begin{aligned} \sigma(E) &= 1 + |a|^2 - |b|^2 \\ &= \frac{\sigma_N [1 + \sigma_N | \Gamma |^2 + (\sigma_N - 1) | \Gamma |^4]}{|1 - (1 - \sigma_N) \Gamma^2|^2}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Это хорошо известная формула [40] с обобщенным определением прозрачности σ_N (уравнение (1.13)) на N/S границе.

Используем предложенную модель для случая контакта нормального металла с необычным однозонным сверхпроводником с d-типом сверхпроводящего спаривания. Рассмотрим простейшую двумерную модель решетки необычного сверхпроводника. Уравнения Боголюбова-де-Жена на узлах такой решетки для d-типа сверхпроводника в $x - y$ плоскости имеют следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} t_1(\Psi_{n+1,m} + \Psi_{n-1,m}) \\ + t_2(\Psi_{n,m+1} + \Psi_{n,m-1}) - \mu_S \Psi_{n,m} \\ + \Delta_0(\bar{\Psi}_{n+1,m} + \bar{\Psi}_{n-1,m} - \bar{\Psi}_{n,m+1} - \bar{\Psi}_{n,m-1}) \\ = \varepsilon \Psi_{n,m}, \\ t_1(\bar{\Psi}_{n+1,m} + \bar{\Psi}_{n-1,m}) \\ + t_2(\bar{\Psi}_{n,m+1} + \bar{\Psi}_{n,m-1}) - \mu_S \bar{\Psi}_{n,m} \\ - \Delta_0(\Psi_{n+1,m} + \Psi_{n-1,m} - \Psi_{n,m+1} - \Psi_{n,m-1}) \\ = -\varepsilon \bar{\Psi}_{n,m}, \end{array} \right. \quad (1.25)$$

где t_1, t_2 - параметры хоппинга между орбиталями на соседних узлах, n, m - номера узлов в x - и y -направлении, соответственно, Δ_0 - амплитуда анизотропного параметра порядка, соответствующего рассматриваемой d-модели сверхпроводящего спаривания: $\Delta(k) = 2\Delta_0(\cos k_x - \cos k_y)$, где k_x и k_y - квазиимпульс перпендикулярный и параллельный границе, соответственно.

Граничные условия для контакта нормального металла и сверхпроводника d-типа, описываемого уравнениями (1.25), в квазиклассическом приближении (1.21) задаются выражениями (1.15). Для рассматриваемого случая Ψ_n ($\bar{\Psi}_n$) в граничных условиях (1.15) представляет собой волновую функцию слоя атомов с номером n сверхпроводника d-типа в $x - y$ плоскости. Вследствие трансляционной симметрии в y -направлении в электронных (дырочных) волновых функциях $\Psi_{n,m}$ ($\bar{\Psi}_{n,m}$) мы можем опустить второй верхний индекс (m), соответствующий координате атома в направлении, параллельном границе. Необходимо отметить, что в рамках квазиклассического приближения данные граничные условия применимы для необычных сверхпроводников любого типа.

Далее рассмотрим ситуацию, когда угол между границей и кристаллографическими осями сверхпроводника равен $\pi/4$. В этом случае ток через двумерное баллистическое микросужение между нормальным металлом и сверхпроводником d-типа определяется интегралом по квазиимпульсу k_y от выражения (1.23): $I_p(V) = \eta_2 \int dk_y I(V, k_y)$, где $\eta_2 = \Xi/2\pi$, Ξ - характерный размер микросужения, со следующим определением $\sigma(E)$:

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_N [1 + \sigma_N |\Gamma|^2 + (\sigma_N - 1) |\Gamma \tilde{\Gamma}|^2]}{|1 - (1 - \sigma_N) \Gamma \tilde{\Gamma}|^2}, \quad (1.26)$$

где $\Gamma = \Delta_+/(E + \sqrt{E^2 - \Delta_+^2})$ и $\tilde{\Gamma} = \Delta_-/(E + \sqrt{E^2 - \Delta_-^2})$, $\Delta_{\pm} = \Delta(\pm k_x, k_y)$.

Данный результат совпадает с выражением для туннельной проводимости в контактах с необычным сверхпроводником, полученным Tanaka, Kashiwaya [19, 41, 42], с обобщенным определением σ_N , задаваемым выражением (1.13).

В данном разделе был рассмотрен простейший случай одномерного контакта нормального металла с однозонным сверхпроводником. Однако большой интерес представляет случай электронного транспорта в контакте нормального металла и многозонного сверхпроводника. Следующие разделы данной главы будут посвящены исследованию таких контактов.

1.2 Двумерная модель контакта нормального металла с двухзонным сверхпроводящим пниктидом для нулевого угла разориентации границы и осей пниктида

В данном разделе рассматривается применение предложенной теоретической модели в рамках приближения сильной связи к исследованию двумерного электронного транспорта через границу контакта нормального металла и сверхпроводящего пниктида (N/FeBS (Fe-based superconductor) контакта). Поверхность Ферми пниктида состоит из нескольких листов, представленных в зоне Бриллюэна электронными и дырочными пакетами. Минимальная модель, описывающая зонную структуру пниктида и позволяющая воспроизвести такой сложный вид его поверхности Ферми, представляет собой двухзонную модель, рассматривающую d_{zx} и d_{yz} орбитали железа [7]. В рамках данной модели рассматриваются t_1 , t_2 , t_3 и t_4 параметры хоппинга между орбиталями железа. Как показано на рис. 1.2, t_1 (t_2) - параметры хоппинга между одинаковыми d_{zx} (d_{yz}) орбиталями на ближайших соседних узлах, t_3 и t_4 - параметры хоппинга между одинаковыми и разными орбиталями на следующих за ближайшими узлах, соответственно. Для потенциала спаривания рассматриваются $s_{\pm}$ модель с $\Delta = 4\Delta_0 \cos k_x \cos k_y$ и s_{++} модель с $\Delta = 2\Delta_0(\cos k_x + \cos k_y) + \Delta_1$ [7, 43]. Данные потенциалы спаривания соответствуют внутриорбитальному спариванию и не зависят от типа орбиталей.

Рассмотрим случай нулевого угла ориентации кристаллографических осей пниктида по отношению к границе, как это показано на рис. 1.2. Перпендикулярный

границе и диагональный хоппинг через границу между орбиталью металла и d_{zx} (d_{yz}) орбиталью пниктида описывается параметрами γ_1 (γ_2) и $\gamma'_1, \gamma''_1, (\gamma'_2, \gamma''_2)$, соответственно. Для простоты мы полагаем периоды кристаллических решеток в нормальном металле и пниктиде равными. Также пренебрегаем диагональным хоппингом через границу для случая нулевого угла ориентации осей пниктида по отношению к границе.

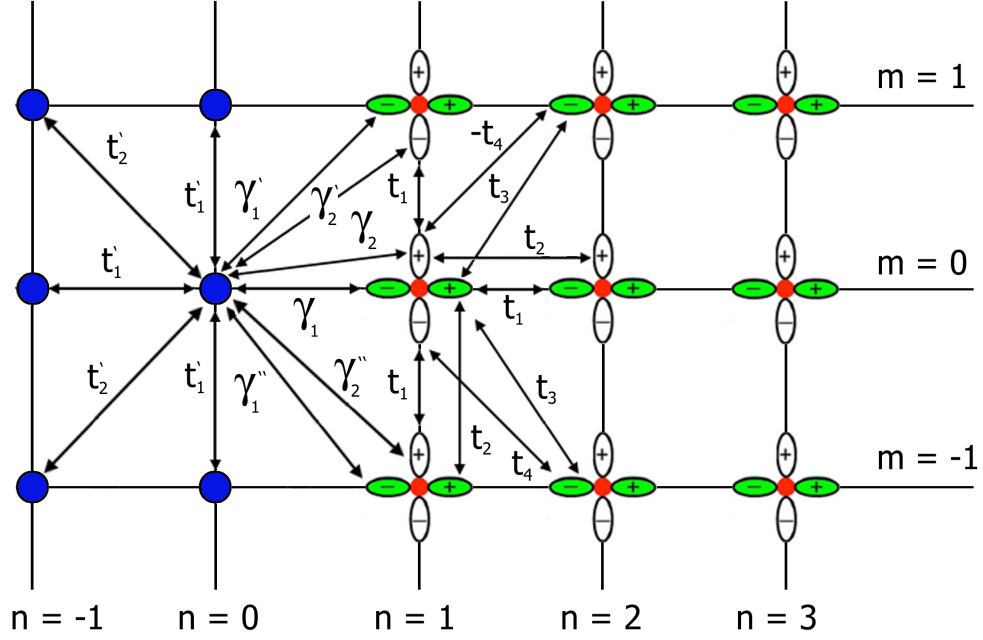


Рис. 1.2. Граница N/FeBS перехода для нулевого угла ориентации. Левая область (синие окружности) соответствует нормальному металлу с параметрами хоппинга t'_1, t'_2 , правая область (узлы с двумя d орбиталями) соответствует пниктиду с параметрами хоппинга t_1, t_2, t_3, t_4 . γ_1 (γ_2) и γ'_1 и γ''_1 (γ'_2 и γ''_2) - перпендикулярные границы и диагональные параметры хоппинга через границу между орбиталью нормального металла и d_{xz} (d_{yz}) орбиталью пниктида, соответственно.

Уравнения Боголюбова-де-Жена на узлах кристаллической решетки пниктида в $x - y$ плоскости для нулевого угла ориентации границы по отношению к кристалло-

графическим осям пниктида имеют следующий вид:

$$\left\{ \begin{aligned}
 & t_1(\Psi_{n+1,m}^\alpha + \Psi_{n-1,m}^\alpha) + t_2(\Psi_{n,m+1}^\alpha + \Psi_{n,m-1}^\alpha) \\
 & + t_3(\Psi_{n+1,m+1}^\alpha + \Psi_{n-1,m-1}^\alpha + \Psi_{n+1,m-1}^\alpha \\
 & + \Psi_{n-1,m+1}^\alpha) + t_4(-\Psi_{n+1,m+1}^\beta - \Psi_{n-1,m-1}^\beta \\
 & + \Psi_{n+1,m-1}^\beta + \Psi_{n-1,m+1}^\beta) - \mu_S \Psi_{n,m}^\alpha + \Delta_0(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\alpha \\
 & + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\alpha) = \varepsilon \Psi_{n,m}^\alpha, \\
 & t_2(\Psi_{n+1,m}^\beta + \Psi_{n-1,m}^\beta) + t_1(\Psi_{n,m+1}^\beta + \Psi_{n,m-1}^\beta) \\
 & + t_3(\Psi_{n+1,m+1}^\beta + \Psi_{n-1,m-1}^\beta + \Psi_{n+1,m-1}^\beta \\
 & + \Psi_{n-1,m+1}^\beta) + t_4(-\Psi_{n+1,m+1}^\alpha - \Psi_{n-1,m-1}^\alpha \\
 & + \Psi_{n+1,m-1}^\alpha + \Psi_{n-1,m+1}^\alpha) - \mu_S \Psi_{n,m}^\beta + \Delta_0(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\beta \\
 & + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\beta + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\beta + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\beta) = \varepsilon \Psi_{n,m}^\beta, \\
 & t_1(\bar{\Psi}_{n+1,m}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-1,m}^\alpha) + t_2(\bar{\Psi}_{n,m+1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n,m-1}^\alpha) \\
 & + t_3(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\alpha \\
 & + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\alpha) + t_4(-\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\beta - \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\beta \\
 & + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\beta + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\beta) - \mu_S \bar{\Psi}_{n,m}^\alpha - \Delta_0(\Psi_{n+1,m+1}^\alpha \\
 & + \Psi_{n-1,m-1}^\alpha + \Psi_{n+1,m-1}^\alpha + \Psi_{n-1,m+1}^\alpha) = -\varepsilon \bar{\Psi}_{n,m}^\alpha, \\
 & t_2(\bar{\Psi}_{n+1,m}^\beta + \bar{\Psi}_{n-1,m}^\beta) + t_1(\bar{\Psi}_{n,m+1}^\beta + \bar{\Psi}_{n,m-1}^\beta) \\
 & + t_3(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\beta + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\beta + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\beta \\
 & + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\beta) + t_4(-\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\alpha - \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\alpha \\
 & + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\alpha) - \mu_S \bar{\Psi}_{n,m}^\beta - \Delta_0(\Psi_{n+1,m+1}^\beta \\
 & + \Psi_{n-1,m-1}^\beta + \Psi_{n+1,m-1}^\beta + \Psi_{n-1,m+1}^\beta) = -\varepsilon \bar{\Psi}_{n,m}^\beta,
 \end{aligned} \right. \quad (1.27)$$

где t_i , $i = 1..4$ параметры хоппинга между орбиталями железа на узлах в рамках двухорбитальной модели [7]. Δ_0 - амплитуда анизотропного потенциала спаривания, соответствующего рассматриваемой $s_\pm$ модели сверхпроводящего спаривания: $\Delta_\pm(k) = 4\Delta_0 \cos k_x \cos k_y$ [43]. Волновые функции сверхпроводящего пниктида имеют верхний орбитальный индекс $\alpha(\beta)$: $\Psi_i^{\alpha(\beta)}$, соответствующий $d_{xz}(d_{yz})$ орбитали, соответственно. Нижние идексы n, m волновой функции $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ пниктида обозначают координаты узлов кристаллической решетки (рис. 1.2). Как и в рассмотренной в разделе 1.1 1D-модели, $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ в уравнениях (1.27) описывают электронные состояния, а $\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ - дырочные состояния.

Действуя таким же способом, как при выводе граничных условий для 1D модели (1.15), но учитывая независимый хоппинг на d_{xz} и d_{yz} орбитали пниктида, мы получаем следующие граничные условия для NS контакта при нулевом угле разориентации:

$$\left\{ \begin{array}{l} t'_1 \Phi_1 = \gamma_1 \Psi_1^\alpha + \gamma_2 \Psi_1^\beta, \\ t'_1 \bar{\Phi}_1 = \gamma_1 \bar{\Psi}_1^\alpha + \gamma_2 \bar{\Psi}_1^\beta, \\ \gamma_1 \Phi_0 = (t_1 + 2t_3 \cos k_y) \Psi_0^\alpha + 2it_4 \sin k_y \Psi_0^\beta \\ \quad + 2\Delta_0 \zeta(k_y) \bar{\Psi}_0^\alpha, \\ \gamma_1 \bar{\Phi}_0 = (t_1 + 2t_3 \cos k_y) \bar{\Psi}_0^\alpha + 2it_4 \sin k_y \bar{\Psi}_0^\beta \\ \quad - 2\Delta_0 \zeta(k_y) \Psi_0^\alpha, \\ \gamma_2 \Phi_0 = (t_2 + 2t_3 \cos k_y) \Psi_0^\beta + 2it_4 \sin k_y \Psi_0^\alpha \\ \quad + 2\Delta_0 \zeta(k_y) \bar{\Psi}_0^\beta, \\ \gamma_2 \bar{\Phi}_0 = (t_2 + 2t_3 \cos k_y) \bar{\Psi}_0^\beta + 2it_4 \sin k_y \bar{\Psi}_0^\alpha \\ \quad - 2\Delta_0 \zeta(k_y) \Psi_0^\beta, \end{array} \right. \quad (1.28)$$

где $\zeta(k_y) = \cos k_y$ и $1/2$ для $s_\pm$ и s_{++} моделей, соответственно. Вследствие трансляционной инвариантности структуры в направлении, параллельном границе, k_y компонента квазиимпульса сохраняется. Ввиду трансляционной инвариантности электронной (дырочной) части волновой функции $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ ($\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha(\beta)}$), второй нижний индекс (m), соответствующий координате атома в направлении, параллельном границе, опущен. Волновые функции рассматриваемой структуры задаются как набор шести плоских волн с амплитудами a, b, c_1, c_2, d_1, d_2 : a, b описывают андреевски и нормально отраженные волны в нормальном металле. c_1 (c_2) и d_1 (d_2) описывают электрон-подобные и дырочно-подобные прошедшие в сверхпроводящий пниктид волны на внутренней (внешней) поверхности Ферми, соответственно:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_n = \exp(iq_1 nl) + b \exp(-iq_1 nl), \\ \bar{\Phi}_n = a \exp(iq_2 nl), \\ \Psi_n^\alpha = c_1 u_1(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 u_1(k_2) \exp(ik_2 nl) \\ + d_1 u_1(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 u_1(k_4) \exp(ik_4 nl), \\ \Psi_n^\beta = c_1 u_2(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 u_2(k_2) \exp(ik_2 nl) \\ + d_1 u_2(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 u_2(k_4) \exp(ik_4 nl), \\ \bar{\Psi}_n^\alpha = c_1 v_1(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 v_1(k_2) \exp(ik_2 nl) \\ + d_1 v_1(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 v_1(k_4) \exp(ik_4 nl), \\ \bar{\Psi}_n^\beta = c_1 v_2(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 v_2(k_2) \exp(ik_2 nl) \\ + d_1 v_2(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 v_2(k_4) \exp(ik_4 nl). \end{array} \right. \quad (1.29)$$

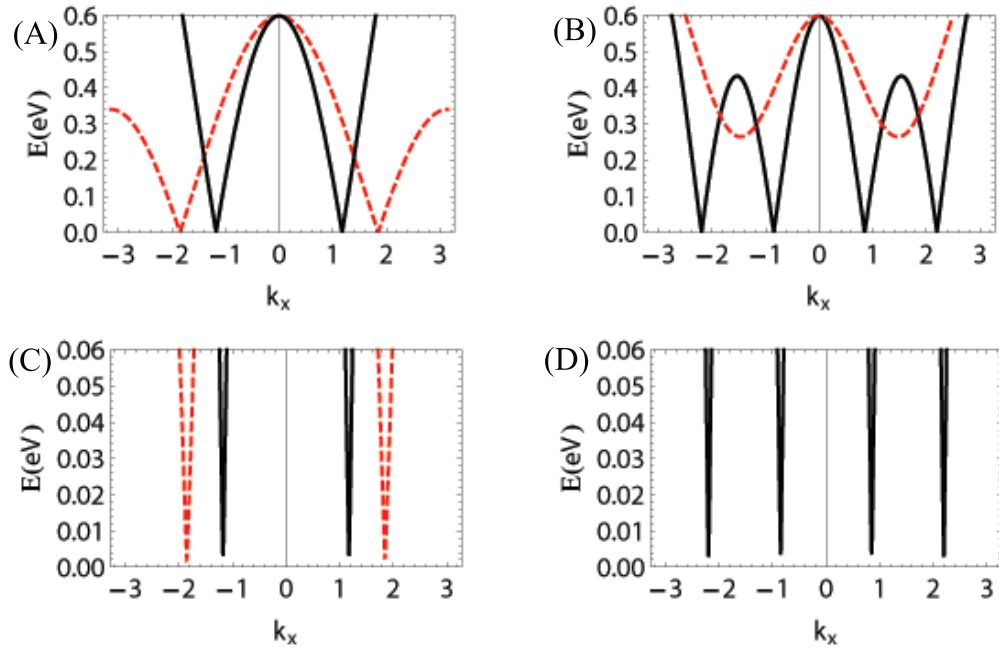


Рис. 1.3. Спектр возбуждения пниктида для фиксированного значения k_y . (А) - угол разориентации равен 0, $k_y = 0$, (В) - угол разориентации равен $\pi/4$, $k_y = 0$, (С) соответствует (А), изображенному в большем масштабе, (D) соответствует (В), изображенному в большем масштабе. Красная пунктирная и черная сплошная линии соответствуют разным зонам.

где q_1 , q_2 - волновые числа электронного и дырочного возбуждения в нормальном металле с энергией E , соответственно. k_1 (k_2) и k_3 (k_4) - волновые числа электрон-подобной и дырочно-подобной квазичастицы, соответствующей внутренней (внешней) поверхности Ферми в пниктиде. Шесть коэффициентов a, b, c_1, c_2, d_1, d_2 в (4.12) однозначно могут быть определены с помощью граничных условий (1.28). Электронные

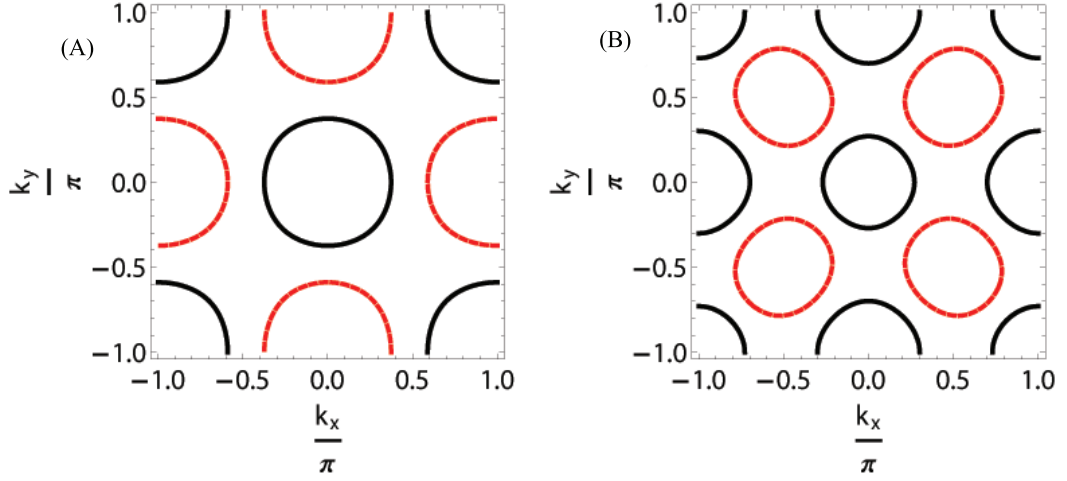


Рис. 1.4. Поверхность Ферми пниктида, изображенная в расширенной зоне Бриллюэна. (A) - угол разориентации равен 0, (B) - угол разориентации равен $\pi/4$.

и дырочные коэффициенты $u_i(k_j)$ и $v_i(k_j)$ в волновых функциях (4.12) также находятся из (1.27). Спектр возбуждения пниктида, соответствующий фиксированному значению $k_y = 0$ при нулевом угле разориентации изображен на рис. 1.3(A),(C). Соответствующая поверхность Ферми изображена на рис. 1.4. Существование четырех квазичастичных состояний в сверхпроводящем пниктиде с определенным знаком групповой скорости следует из рис. 1.3(A),(C).

Выражение для потока вероятности при фиксированном значении волнового вектора k_y в направлении, параллельном оси x , следует из уравнений Боголюбова-де-Жена на узлах кристаллической решетки (1.27) и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 J_p = & \frac{2}{\hbar} ((t_1 + 2t_3 \cos k_y) \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha - (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha\} \\
 & + (t_2 + 2t_3 \cos k_y) \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta - (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta\} \\
 & + 2t_4 \sin k_y \text{Re}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\beta + (\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\alpha \\
 & - (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\beta - (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\alpha\} \\
 & + 2\Delta_0 \cos k_y \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha \\
 & + (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha + (\Psi_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta + (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta\}).
 \end{aligned} \tag{1.30}$$

Можно показать, что граничные условия (1.28) обеспечивают сохранение потока вероятности $J = J_p$ через N/FeBS границу для каждого значения k_y . Подобно (1.18), данное условие может быть записано в виде суммы произведений вероятности занимать состояние с квазиимпульсом q_1, q_2, k_i , $i = 1..4$ и групповой скорости в этом состоянии. Данный факт свидетельствует об отсутствии интерференции между различными со-

стояниями возбуждений.

Ток через двумерное микросужение между нормальным металлом и пниктидом определяется интегралом от выражения (1.19) по значениям поперечного квазиимпульса k_y : $I_p(V) = \eta_2 \int dk_y I(V, k_y)$. В этом случае вероятности C, D прохождения квазичастиц в сверхпроводник определяются как суммы независимых прохождений в две независимые зоны двухзонного сверхпроводника: $C = C_1 + C_2, D = D_1 + D_2$. Коэффициенты A, B, C_1, C_2, D_1 , и D_2 в выражении (1.20) определяются с помощью граничных условий (1.28) и выражений для потоков вероятности (1.14) и (1.30). При вычислениях необходимо принимать во внимание, что начальное квазичастичное состояние должно быть нормировано таким образом, чтобы поток вероятности в этом состоянии, описываемый выражениями (1.14), (1.30), был равен единице.

Учитывая наличие диагонального хоппинга через границу $\gamma'_1, \gamma'_2, \gamma''_1, \gamma''_2$ (рис. 1.2), можно получить граничные условия Araújo и Sacramento [26] как частный случай, когда следующие условия выполняются одновременно для параметров хоппинга:

$$\begin{cases} \gamma_1 = t_1, \\ \gamma_2 = t_2, \\ \gamma'_1 = \gamma'_2 = (t_3 - t_4), \\ \gamma''_1 = \gamma''_2 = (t_3 + t_4). \end{cases} \quad (1.31)$$

В рамках предложенной модели были численно рассчитаны проводимости (dI/dV) как функции напряжения V N/FeBS переходов. Были использованы следующие значения параметров хоппинга и химического потенциала в пниктиде: $t_1 = -0.1051$, $t_2 = 0.1472$, $t_3 = -0.1909$, $t_4 = -0.0874$ и $\mu_S = -0.081$ (eV), в соответ-

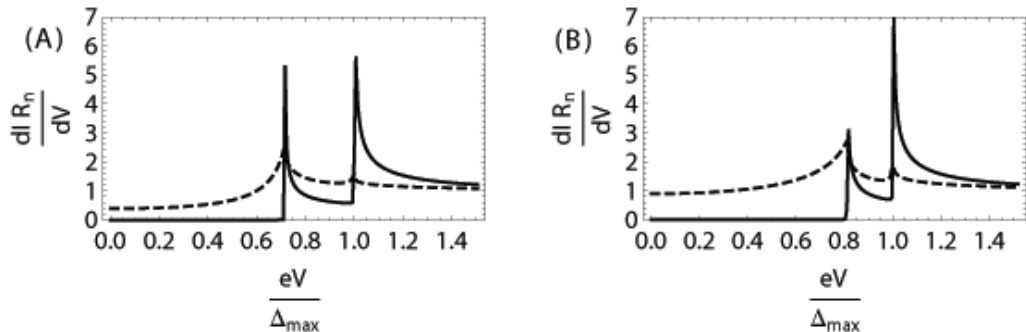


Рис. 1.5. Проводимость в случае нулевого угла разориентации для $s_{\pm}$ модели (А) и s_{++} модели (В). значение квазиимпульса, параллельного границе, равно $k_y = 0.01$. Значения параметров хоппинга через границу $\gamma_1 = 0.1, \gamma_2 = 0.14$ (eV) (пунктирные линии), и $\gamma_1 = 0.009, \gamma_2 = 0.005$ (eV) (сплошные линии).

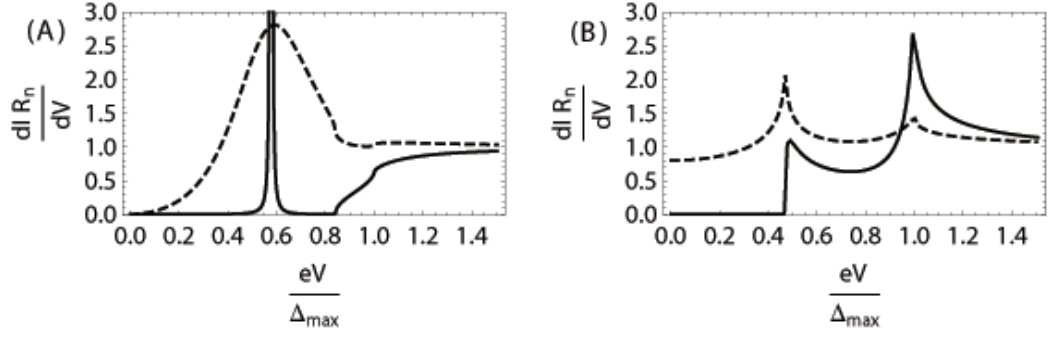


Рис. 1.6. То же, что и на рис. 1.5, но значение квазиимпульса, параллельного границе равно $k_y = 3\pi/4$.

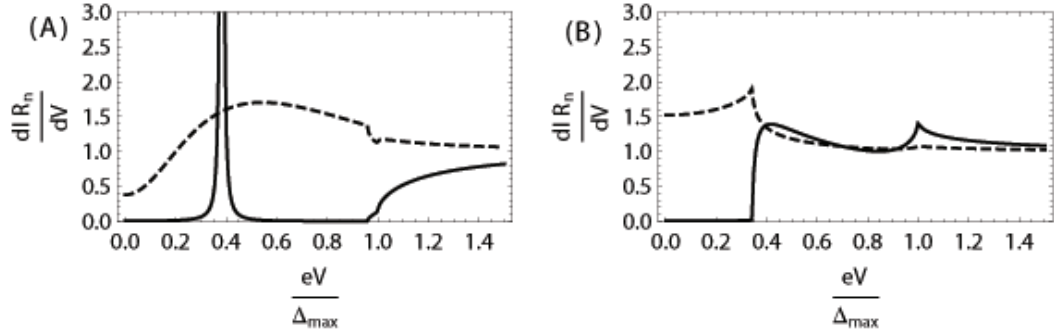


Рис. 1.7. То же, что и на рис. 1.5, но значение квазиимпульса, параллельного границе равно $k_y = 5\pi/8$.

ствии с [3]. Мы полагаем, что зависимость потенциала спаривания от квазиимпульса имеет вид $\Delta_{\pm}(k) = 4\Delta_0 \cos k_x \cos k_y$ с $\Delta_0 = 0.008$ (eV) в случае $s_{\pm}$ модели и $\Delta = 2\Delta_0(\cos k_x + \cos k_y) + \Delta_1$ с $\Delta_0 = 0.001, \Delta_1 = 0.0042$ (eV) в случае s_{++} модели. На рис. 1.5 - 1.7 показаны зависимости величин туннельной проводимости от напряжения на переходе, нормированные на их значения в нормальном состоянии для $s_{\pm}$ и s_{++} моделей для нулевого угла разориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида. Параметры хоппинга и химический потенциал в нормальном металле выбраны следующими: $t'_1 = 0.3, t'_2 = 0, \mu_N = 0.2$. Рассмотрены два случая набора параметров хоппинга через границу $\gamma_1 = 0.009, \gamma_2 = 0.005$ (eV) (низкая прозрачность) и $\gamma_1 = 0.1, \gamma_2 = 0.14$ (eV) (высокая прозрачность). Проводимости dI/dV для двух рассматриваемых случаев параметров хоппинга через границу при $k_y = 0.01$ показаны на рис. 1.5. По горизонтальной оси отложено напряжение eV , нормированное на Δ_{max} , где Δ_{max} - максимальная из двух сверхпроводящих щелей пниктида при фиксированном k_y . В случае как $s_{\pm}$ (рис. 1.5(A)), так и s_{++} модели (рис.1.5(B)) четко видны две особенности, соответствующие двум сверхпроводящим щелям пниктида, что свидетельствует о наличии двух листов поверхности Ферми в пниктиде, то есть

двух зон. В случае $k_y \sim 0$ межорбитальный параметр хоппинга t_4 пренебрежимо мал. Следовательно, полученная проводимость может быть представлена как простая сумма вкладов в проводимость от двух независимых орбиталей железа. С одной стороны, в случае $s_{\pm}$ симметрии параметра порядка для низко прозрачной границы видны отчетливые подщелевые особенности как на рис. 1.6(A), так и на рис. 1.7(A), которые не соответствуют плотности состояний в балке сверхпроводника. Так как проводимость dI/dV отражает энергетический спектр локальной плотности состояний в случае низкой прозрачности границы, можно сделать вывод, что данные подщелевые особенности соответствуют поверхностным связанным андреевским состояниям при конечных энергиях. Связанные состояния исчезают в случае высокой прозрачности границы. С другой стороны, как видно из рис. 1.6(B) и рис. 1.7(B), данные особенности на зависимости проводимости от напряжения отсутствуют для случая s_{++} симметрии параметра порядка, когда знаки потенциала спаривания в различных зонах одинаковы. Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о том, что поверхностные андреевские состояния образуются в случае $s_{\pm}$ модели спаривания вследствие смены знака параметра порядка в зонах пниктида и наличия межорбитального хоппинга t_4 . Следует отметить, что обсуждаемый отчетливый подщелевой пик для должен быть уширен после усреднения по всем значениям k_y , как показано Onari *et al* в рамках другой теоретической модели [44]. Таким образом, для случая s_{++} симметрии параметра порядка для нулевого угла разориентации проводимость как функция напряжения имеет двухщелевую структуру без появления подщелевых особенностей при каждом фиксированном k_y . Однако для случая $s_{\pm}$ симметрии параметра порядка и низкой прозрачности границы подщелевые пики появляются для нулевого угла разориентации границы по отношению к осям пниктида при фиксированном k_y . Происхождение данных подщелевых особенностей объясняется сменой знака параметра порядка при фиксированном значении k_y при наличии межорбитального хоппинга.

1.3 Двумерная модель контакта нормального металла с двухзонным сверхпроводящим пниктидом для ненулевого угла разориентации границы и осей пниктида

Предложенный метод позволяет исследовать когерентный электронный транспорт в N/FeBS структуре для ненулевого угла ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям сверхпроводника. Необходимо отметить, что микроскопические вычисления зарядового транспорта в N/FeBS переходах с ненулевой разориентацией были рассчитаны впервые. Предыдущие феноменологические подходы [22, 26] не позволяют выполнить такие вычисления. При рассмотрении транспорта через N/FeBS контакт для ненулевого угла ориентации границы по отношению к осям пниктида необходимо учитывать диагональный хоппинг в балке нормального металла, пниктида, а также на границе (рис. 1.8).

Таким образом, хоппинг через N/FeBS границу описывается большим числом параметров по сравнению со случаем нулевого угла ориентации (рис. 1.8). Кроме параметров хоппинга γ_1 и γ_2 , необходимо использовать дополнительные параметры хоппинга через границу γ'_1 и γ'_2 . Они учитывают связь орбиталей последнего атомного слоя пниктида и орбиталей предпоследнего атомного слоя нормального металла. Такие связи должны быть приняты во внимание вследствие разрыва диагональных связей в кристаллической решетке пниктида на границе (рис. 1.8). В нормальном металле помимо хоппинга между орбиталями на соседних узлах, диагональный хоппинг t'_2 также учитывается.

Для угла разориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида, равного $\pi/4$, (рис. 1.8), уравнения Боголюбова-де-Жена на узлах кристаллической решетки $x - y$ плоскости пниктида отличаются от (1.27) и имеют следующий вид:

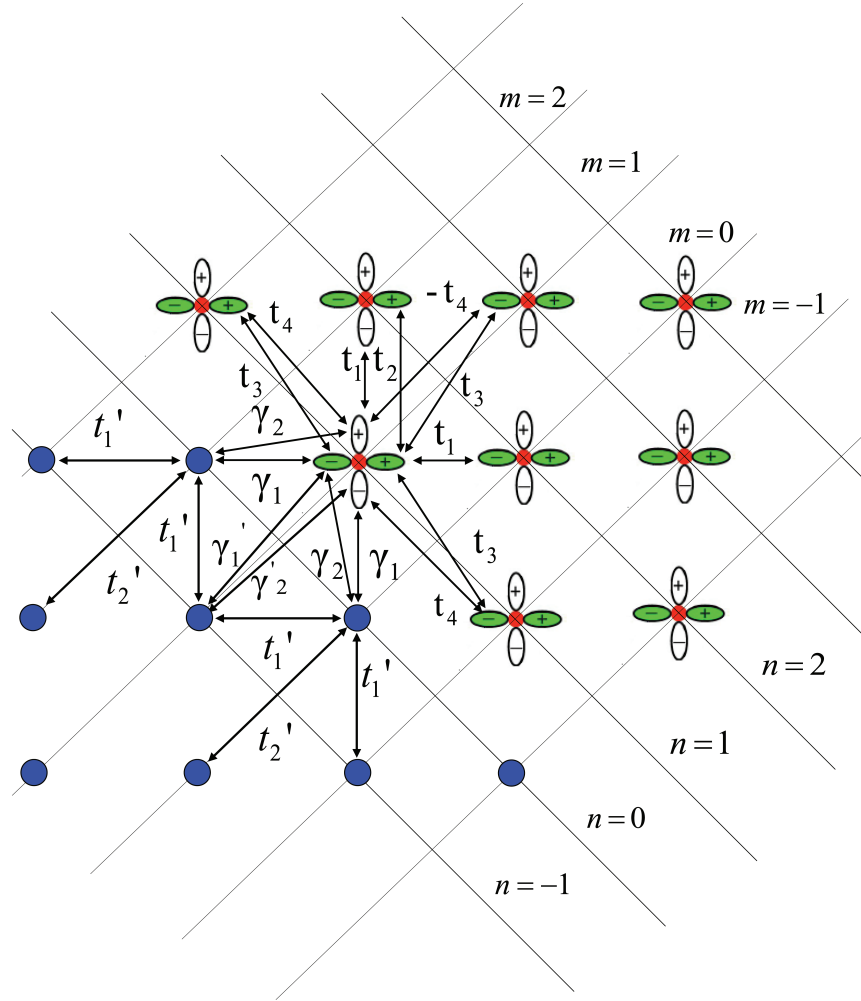


Рис. 1.8. Граница N/FeBS перехода для угла разориентации, равного $\pi/4$. Нижняя левая область (синие окружности) соответствует нормальному металлу с параметрами хоппинга t'_1, t'_2 , правая область (узлы с двумя d орбиталями) соответствует пниктиду с параметрами хоппинга t_1, t_2, t_3, t_4 . Граница характеризуется параметрами хоппинга $\gamma_1, \gamma_2, \gamma'_1, \gamma'_2$.

$$\left\{ \begin{aligned}
& -\mu_S \Psi_{n,m}^\alpha + t_1(\Psi_{n+1,m-1}^\alpha + \Psi_{n-1,m+1}^\alpha) + t_2(\Psi_{n+1,m+1}^\alpha + \Psi_{n-1,m-1}^\alpha) \\
& + t_3(\Psi_{n+2,m}^\alpha + \Psi_{n-2,m}^\alpha + \Psi_{n,m-2}^\alpha + \Psi_{n,m+2}^\alpha) \\
& + t_4(-\Psi_{n+2,m}^\beta - \Psi_{n-2,m}^\beta + \Psi_{n,m-2}^\beta + \Psi_{n,m+2}^\beta) \\
& + \Delta_0(\bar{\Psi}_{n+2,m}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-2,m}^\alpha + \bar{\Psi}_{n,m-2}^\alpha + \bar{\Psi}_{n,m+2}^\alpha) = \varepsilon \Psi_{n,m}^\alpha, \\
& -\mu_S \Psi_{n,m}^\beta + t_2(\Psi_{n+1,m-1}^\beta + \Psi_{n-1,m+1}^\beta) + t_1(\Psi_{n+1,m+1}^\beta + \Psi_{n-1,m-1}^\beta) \\
& + t_3(\Psi_{n+2,m}^\beta + \Psi_{n-2,m}^\beta + \Psi_{n,m-2}^\beta + \Psi_{n,m+2}^\beta) \\
& + t_4(-\Psi_{n+2,m}^\alpha - \Psi_{n-2,m}^\alpha + \Psi_{n,m-2}^\alpha + \Psi_{n,m+2}^\alpha) \\
& + \Delta_0(\bar{\Psi}_{n+2,m}^\beta + \bar{\Psi}_{n-2,m}^\beta + \bar{\Psi}_{n,m-2}^\beta + \bar{\Psi}_{n,m+2}^\beta) = \varepsilon \Psi_{n,m}^\beta, \\
& -\mu_S \bar{\Psi}_{n,m}^\alpha + t_1(\bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\alpha) + t_2(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\alpha) \\
& + t_3(\bar{\Psi}_{n+2,m}^\alpha + \bar{\Psi}_{n-2,m}^\alpha + \bar{\Psi}_{n,m-2}^\alpha + \bar{\Psi}_{n,m+2}^\alpha) \\
& + t_4(-\bar{\Psi}_{n+2,m}^\beta - \bar{\Psi}_{n-2,m}^\beta + \bar{\Psi}_{n,m-2}^\beta + \bar{\Psi}_{n,m+2}^\beta) \\
& - \Delta_0(\Psi_{n+2,m}^\alpha + \Psi_{n-2,m}^\alpha + \Psi_{n,m-2}^\alpha + \Psi_{n,m+2}^\alpha) = -\varepsilon \bar{\Psi}_{n,m}^\alpha, \\
& -\mu_S \bar{\Psi}_{n,m}^\beta + t_2(\bar{\Psi}_{n+1,m-1}^\beta + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^\beta) + t_2(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^\beta + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^\beta) \\
& + t_3(\bar{\Psi}_{n+2,m}^\beta + \bar{\Psi}_{n-2,m}^\beta + \bar{\Psi}_{n,m-2}^\beta + \bar{\Psi}_{n,m+2}^\beta) \\
& + t_4(-\bar{\Psi}_{n+2,m}^\alpha - \bar{\Psi}_{n-2,m}^\alpha + \bar{\Psi}_{n,m-2}^\alpha + \bar{\Psi}_{n,m+2}^\alpha) \\
& - \Delta_0(\Psi_{n+2,m}^\beta + \Psi_{n-2,m}^\beta + \Psi_{n,m-2}^\beta + \Psi_{n,m+2}^\beta) = -\varepsilon \bar{\Psi}_{n,m}^\beta.
\end{aligned} \right. \quad (1.32)$$

Граничные условия для контакта нормального металла и пниктида, описываемого в рамках двухорбитальной модели, для угла разориетации границы $\pi/4$ по отношению к кристаллографическим осям пниктида могут быть получены из уравнений Боголюбова-де-Жена тем же способом, что и в случае 1D модели (раздел 1.1) и для нулевого угла разориетации в контакте пниктида и нормального металла (раздел 1.2), и выглядят следующим образом:

$$\left\{ \begin{aligned}
& t'_1 \Phi_1(e^{ik_y l} + e^{-ik_y l}) + t'_2 \Phi_2 = \Psi_1^\alpha(\gamma_1 e^{ik_y l} + \gamma_2 e^{-ik_y l}) \\
& \quad + \Psi_1^\beta(\gamma_1 e^{-ik_y l} + \gamma_2 e^{ik_y l}) + \gamma'_1 \Psi_2^\alpha + \gamma'_2 \Psi_2^\beta, \\
& t'_1 \bar{\Phi}_1(e^{ik_y l} + e^{-ik_y l}) + t'_2 \bar{\Phi}_2 = \bar{\Psi}_1^\alpha(\gamma_1 e^{ik_y l} + \gamma_2 e^{-ik_y l}) \\
& \quad + \bar{\Psi}_1^\beta(\gamma_1 e^{-ik_y l} + \gamma_2 e^{ik_y l}) + \gamma'_1 \bar{\Psi}_2^\alpha + \gamma'_2 \bar{\Psi}_2^\beta, \\
& \Phi_0(\gamma_1 e^{ik_y l} + \gamma_2 e^{-ik_y l}) + \gamma'_1 \Phi_{-1} = t_1 \Psi_0^\alpha e^{ik_y l} \\
& \quad + t_2 \Psi_0^\alpha e^{-ik_y l} + t_3 \Psi_{-1}^\alpha - t_4 \Psi_{-1}^\beta + \Delta_0 \bar{\Psi}_{-1}^\alpha, \\
& \bar{\Phi}_0(\gamma_1 e^{ik_y l} + \gamma_2 e^{-ik_y l}) + \gamma'_1 \bar{\Phi}_{-1} = t_1 \bar{\Psi}_0^\alpha e^{ik_y l} \\
& \quad + t_2 \bar{\Psi}_0^\alpha e^{-ik_y l} + t_3 \bar{\Psi}_{-1}^\alpha - t_4 \bar{\Psi}_{-1}^\beta - \Delta_0 \Psi_{-1}^\alpha, \\
& \Phi_0(\gamma_1 e^{-ik_y l} + \gamma_2 e^{ik_y l}) + \gamma'_2 \Phi_{-1} = t_1 \Psi_0^\beta e^{ik_y l} \\
& \quad + t_2 \Psi_0^\beta e^{-ik_y l} + t_3 \Psi_{-1}^\beta - t_4 \Psi_{-1}^\alpha + \Delta_0 \bar{\Psi}_{-1}^\beta, \\
& \bar{\Phi}_0(\gamma_1 e^{-ik_y l} + \gamma_2 e^{ik_y l}) + \gamma'_2 \bar{\Phi}_{-1} = t_1 \bar{\Psi}_0^\beta e^{ik_y l} \\
& \quad + t_2 \bar{\Psi}_0^\beta e^{-ik_y l} + t_3 \bar{\Psi}_{-1}^\beta - t_4 \bar{\Psi}_{-1}^\alpha - \Delta_0 \Psi_{-1}^\beta, \\
& \gamma'_1 \Phi_0 = t_3 \Psi_0^\alpha - t_4 \Psi_0^\beta + \Delta_0 \bar{\Psi}_0^\alpha, \\
& \gamma'_1 \bar{\Phi}_0 = t_3 \bar{\Psi}_0^\alpha - t_4 \bar{\Psi}_0^\beta - \Delta_0 \Psi_0^\alpha, \\
& \gamma'_2 \Phi_0 = t_3 \Psi_0^\beta - t_4 \Psi_0^\alpha + \Delta_0 \bar{\Psi}_0^\beta, \\
& \gamma'_2 \bar{\Phi}_0 = t_3 \bar{\Psi}_0^\beta - t_4 \bar{\Psi}_0^\alpha - \Delta_0 \Psi_0^\beta, \\
& t'_2 \Phi_1 = \gamma'_1 \Psi_1^\alpha + \gamma'_2 \Psi_1^\beta, \\
& t'_2 \bar{\Phi}_1 = \gamma'_1 \bar{\Psi}_1^\alpha + \gamma'_2 \bar{\Psi}_1^\beta.
\end{aligned} \right. \tag{1.33}$$

Как и в случае граничных условий для нулевого угла разориентации границы (1.28), вследствие трансляционной симметрии структуры в направлении, параллельном границе, в электронной (дырочной) части волновых функций $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ ($\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha(\beta)}$) второй нижний индекс (m), соответствующий координате атома в направлении, параллельном границе, опущен.

Волновые функции в контакте нормальный металл/сверхпроводящий пниктид для угла ориентации $\pi/4$ между кристаллографическими осями пниктида и нормальным металлом задаются как набор 12 плоских волн с амплитудами $a_1, b_1, a_2, b_2, c_1, c_2, d_1, d_2, f_1, f_2, g_1, g_2$. Коэффициенты a_1, b_1, a_2, b_2 описывают андреевски и нормально отраженные волны, а коэффициенты $c_1, c_2, d_1, d_2, f_1, f_2, g_1, g_2$ описывают 8 прошедших в сверхпроводящий пниктид волн:

$$\left\{ \begin{array}{l}
\Phi_n = \exp(iq_1 nl) + b_1 \exp(-iq_1 nl) + b_2 \exp(-iq_2 nl), \\
\bar{\Phi}_n = a_1 \exp(iq_3 nl) + a_2 \exp(iq_4 nl), \\
\Psi_n^\alpha = c_1 u_1(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 u_1(k_2) \exp(ik_2 nl) \\
+ d_1 u_1(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 u_1(k_4) \exp(ik_4 nl) \\
+ f_1 u_1(k_5) \exp(ik_5 nl) + f_2 u_1(k_6) \exp(ik_6 nl) \\
+ g_1 u_1(k_7) \exp(ik_7 nl) + g_2 u_1(k_8) \exp(ik_8 nl), \\
\Psi_n^\beta = c_1 u_2(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 u_2(k_2) \exp(ik_2 nl) \\
+ d_1 u_2(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 u_2(k_4) \exp(ik_4 nl) \\
+ f_1 u_2(k_5) \exp(ik_5 nl) + f_2 u_2(k_6) \exp(ik_6 nl) \\
+ g_1 u_2(k_7) \exp(ik_7 nl) + g_2 u_2(k_8) \exp(ik_8 nl), \\
\bar{\Psi}_n^\alpha = c_1 v_1(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 v_1(k_2) \exp(ik_2 nl) \\
+ d_1 v_1(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 v_1(k_4) \exp(ik_4 nl) \\
+ f_1 v_1(k_5) \exp(ik_5 nl) + f_2 v_1(k_6) \exp(ik_6 nl) \\
+ g_1 v_1(k_7) \exp(ik_7 nl) + g_2 v_1(k_8) \exp(ik_8 nl), \\
\bar{\Psi}_n^\beta = c_1 v_2(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 v_2(k_2) \exp(ik_2 nl) \\
+ d_1 v_2(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 v_2(k_4) \exp(ik_4 nl) \\
+ f_1 v_2(k_5) \exp(ik_5 nl) + f_2 v_2(k_6) \exp(ik_6 nl) \\
+ g_1 v_2(k_7) \exp(ik_7 nl) + g_2 v_2(k_8) \exp(ik_8 nl).
\end{array} \right. \quad (1.34)$$

Четыре прошедшие в пниктид волны с амплитудами c_1, c_2, d_1, d_2 соответствуют нижней зоне, изображенной черной сплошной линией на рис. 1.3(В),(D). Эти четыре волны распространяются вправо от границы за исключением диапазона энергии ниже сверхпроводящей щели Δ_0 . Четыре плоских волны с амплитудами f_1, f_2, g_1, g_2 соответствуют верхней зоне, изображенной красной пунктирной линией на рис. 1.3(В),(D). Данные четыре волны являются затухающими на масштабах величины потенциала спаривания Δ_0 .

Выражение для потока вероятности для данного угла разориентации может быть получено из уравнений Боголюбова-де-Жена (1.32). Его вид отличается от соответствующего выражения (1.30) в случае нулевого угла между границей и кристаллографическими осями пниктида:

$$\begin{aligned}
J = & \frac{2}{\hbar} (t_1 \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha e^{ik_y l}\} \\
& + t_2 \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha e^{-ik_y l}\} \\
& + t_3 \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_{n-1}^\alpha + (\Psi_{n+2}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha\} \\
& + t_1 \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta e^{-ik_y l}\} + t_2 \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta e^{ik_y l}\} \\
& + t_3 \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_{n-1}^\beta + (\Psi_{n+2}^\beta)^* \Psi_n^\beta\} \\
& - t_4 (\text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_{n-1}^\beta\} + \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_{n-1}^\alpha\} \\
& + \text{Im}\{(\Psi_{n+2}^\alpha)^* \Psi_n^\beta\} + \text{Im}\{(\Psi_{n+2}^\beta)^* \Psi_n^\alpha\}) \\
& - t_1 \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha e^{ik_y l}\} - t_2 \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha e^{-ik_y l}\} \\
& - t_3 \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_{n-1}^\alpha + (\bar{\Psi}_{n+2}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha\} \\
& - t_1 \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta e^{-ik_y l}\} - t_2 \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta e^{ik_y l}\} \\
& - t_3 \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_{n-1}^\beta + (\bar{\Psi}_{n+2}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta\} \\
& + t_4 (\text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_{n-1}^\beta\} + \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_{n-1}^\alpha\} \\
& + \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+2}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\beta\} + \text{Im}\{(\bar{\Psi}_{n+2}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\alpha\}) \\
& + \Delta_0 \text{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_{n-1}^\alpha + (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \Psi_{n-1}^\alpha \\
& + (\Psi_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_{n-1}^\beta + (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \Psi_{n-1}^\beta + (\Psi_{n+2}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha \\
& + (\bar{\Psi}_{n+2}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha + (\Psi_{n+2}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta + (\bar{\Psi}_{n+2}^\beta)^* \Psi_n^\beta\}. \tag{1.35}
\end{aligned}$$

Волновые функции (1.34) и выражение для потока вероятности (1.35) учитывают не только электронный транспорт в две энергетические зоны, но также и в две долины в данных зонах (рис. 1.3(B),(D)). Из физики полупроводниковых структур известно, что возможна интерференция состояний в различных долинах в пределах одной энергетической зоны [45]. Такая интерференция приводит к тому, что условие сохранения потока вероятности на границе N/S контакта, имеющего форму дискретным сумм (разностей) на узлах кристаллической решетки, в случае ненулевого угла ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида не может быть записано в квадратичной форме, то есть в виде суммы произведений вероятности занимать состояние с квазиимпульсом q_1, q_2, k_i , $i = 1..8$ и групповой скорости в этом состоянии.

В рамках предложенной модели была рассчитана проводимость контакта нормальный металл/сверхпроводящий пниктид как функция напряжения на переходе V

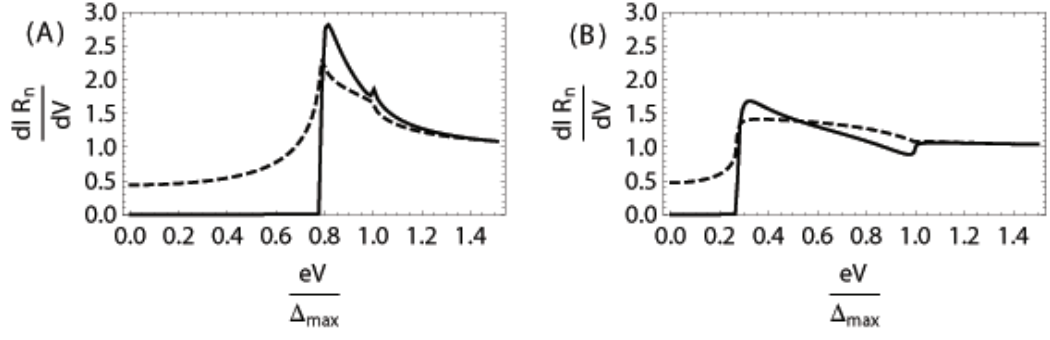


Рис. 1.9. Проводимость контакта нормального металла и сверхпроводящего пниктида для угла разориентации границы, равного $\pi/4$ для (А) $s_{\pm}$ модели сверхпроводящего спаривания и (В) s_{++} модели сверхпроводящего спаривания. Значение квазиимпульса, параллельного границе, $k_y = 0$. Значения параметров хоппинга на границе выбраны следующими: $\gamma_1 = 0.1, \gamma_2 = 0.14, \gamma'_1 = 0.2, \gamma'_2 = 0.06$ (eV) (пунктирные линии), и $\gamma_1 = 0.009, \gamma_2 = 0.005, \gamma'_1 = 0.02, \gamma'_2 = 0.01$ (eV) (сплошные линии).

для угла разориентации границы $\pi/4$. В этом случае, как описано выше в данном разделе, необходимо ввести дополнительные параметра хоппинга в нормальном металле (t'_2) и на границе (γ'_1, γ'_2) в направлении, перпендикулярном границе. Выбраны следующие значения данных параметров: $t'_2 = 0.01$ (eV), $\gamma'_1 = 0.02, \gamma'_2 = 0.01$ (eV) (низкая прозрачность) и $\gamma'_1 = 0.2, \gamma'_2 = 0.06$ (eV) (высокая прозрачность). Остальные параметры хоппинга выбраны теми же, что и в разделе 1.2. На рис. 1.9 и 1.10 показаны проводимости для значения $k_y = 0$ и $\pi/3$, соответственно. В случае $s_{\pm}$ модели сверхпроводящего спаривания на зависимости проводимости от напряжения появляются две особенности на щелях для значения квазиимпульса, параллельного границе, $k_y = 0$ и $\pi/3$, как видно из рис. 1.9(А) и 1.10(А), соответственно. Подщелевые особенности отсутствуют даже в режиме низкой прозрачности, в отличие от случая нулевой ориентации границы (раздел 1.2). Это объясняется отсутствием смены знака параметра порядка при фиксированном значении квазиимпульса k_y , параллельного границе, для угла разориентации границы, равного $\pi/4$ (рис. 1.4(В)). По той же причине подщелевые особенности отсутствуют для случая s_{++} модели сверхпроводящего спаривания. Таким образом, из рис. 1.9 и рис. 1.10 следует, что изучение проводимостей контактов нормального металла со сколотым под углом $\pi/4$ к границе кристаллом пниктида не позволяет различить симметрии параметра порядка в сверхпроводящем пниктиде: представленные на данных графиках зависимости качественно схожи.

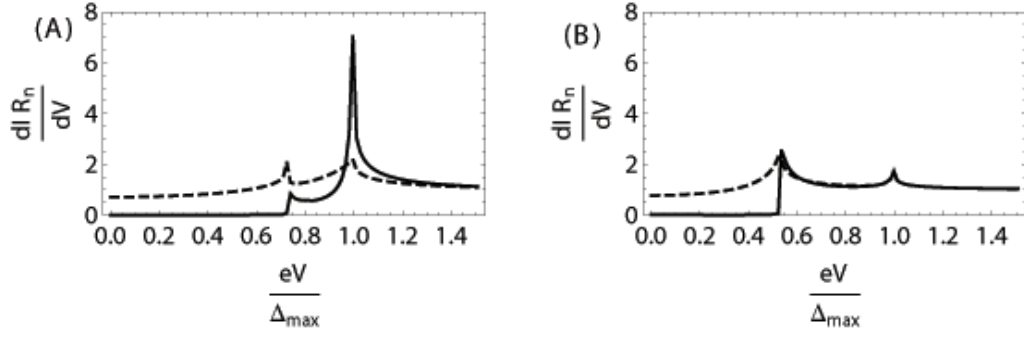


Рис. 1.10. То же, что и на рис. 1.9, но для значения квазиимпульса, параллельного границе, $k_y = \pi/3$.

1.4 Усредненная проводимость контакта нормально-го металла с двухзонным сверхпроводящим пник-тидом для нулевого угла разориентации границы и осей пниктида

Как показано в предыдущих разделах, можно отличить s_{++} модель сверхпро-водящего спаривания от $s_{\pm}$ модели путем измерения проводимости N/FeBS перехо-дов при фиксированном значении k_y . Однако измерение проводимости для заданного направления трудно осуществить в реальных экспериментах по туннельной спектро-скопии. По этой причине в данном разделе мы вычисляем усредненную по всем на-правлениям проводимость для нулевого угла ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида.

Так как мы рассматриваем баллистический транспорт в системе с плоской гра-ницей, то волновой вектор, параллельный границе, сохраняется. В этом случае размер поверхности Ферми в нормальном металле существенно влияет на усредненную про-водимость контакта. Поверхности Ферми для случаев нормального металла и FeBS изображены на рис. 1.11(A), 1.13(A) и 1.14(A). На этих же рисунках представлены вычисленные усредненные по всем значениям k_y проводимости. Для всех расчетов ис-пользуются те же параметры, что и в предыдущих разделах данной главы, но значение химического потенциала μ_n в нормальном металле будет изменяться.

Во-первых, рассмотрим случай $\mu_n = 0.2$, когда размер поверхности Ферми в нормальном металле велик настолько, что поверхности Ферми в FeBS вокруг точек $(k_x, k_y) = (0, \pi)$ и (π, π) могут вносить вклад в транспорт тока. В случае s_{++} модели для малой прозрачности форма проводимости dI/dV говорит о наличии нескольких

щелей во входящем в состав рассматриваемой структуры пниктиде, так как мы рассматриваем анизотропный параметр порядка для s_{++} модели и величина щели меняется на поверхности Ферми. Как показано на рис. 1.11(В), наблюдается шесть когерентных пиков при $eV/\Delta_{\max} \simeq \pm 0.25, \pm 0.8, \pm 1.0$. Для большой прозрачности перехода данные когерентные пики также наблюдаются, как показано на рис. 1.11(В) пунктирной линией. В случае $s_{\pm}$ модели для малой прозрачности на зависимости проводимости от напряжения наблюдается восемь пиков (рис. 1.11(С)). Четыре из них при $eV/\Delta_{\max} \simeq \pm 0.65, \pm 0.9$ являются когерентными пиками, напряжения, при которых они появляются, соответствуют величинам параметра порядка на каждой из поверхностей Ферми. Другие пики соответствуют подщелевым особенностям, которые появляются вследствие перемены знака параметра порядка между поверхностями Ферми для каждого k_y . Для более полного понимания происхождения данных подщелевых особенностей обратимся к проводимостям при каждом конкретном k_y . На рис. 1.12 показаны величины проводимости при каждом конкретном значении волнового вектора k_y , параллельного границе. Закрашенный регион соответствует спектру континуума. На данном графике наблюдаются сплошные темные линии, соответствующие связанным состояниям, которые ответственны за появление подщелевых особенностей на зависимости проводимости контакта от напряжения. Данные связанные состояния появляются при ненулевых значениях k_y , так как гибридизация двух орбиталей, за которую отвечает член $t_4 \sin k_y$, обеспечивает рассеяния квазичастиц, которое может происходить с переменной знака параметра порядка. Величина связанных энергетических уровней минимальна у границ поверхностей Ферми при $|k_y| \sim 0.4\pi, 0.6\pi$. В связи с вышесказанным, на зависимости проводимости от напряжения наблюдаются четыре пика при $|eV/\Delta_{\max}| \sim 0.2$ и 0.3 . Далее рассмотрим случай большой прозрачности для $s_{\pm}$ модели. Как видно из рис. 1.11(С) (пунктирная линия), исчезли пики, соответствующие подщелевым особенностям. Кроме того, величина проводимости при $eV = 0$ меньше, чем для s_{++} модели. Причиной данного эффекта является деструктивная интерференция между положительным и отрицательным потенциалами спаривания [23, 26].

Во-вторых, рассмотрим случай $\mu_n = 0.6$, когда размер поверхности Ферми значительно меньше, чем в предыдущем случае. Поверхность Ферми нормального металла больше, чем поверхность Ферми в пниктиде вокруг точек $(k_x, k_y) = (0, 0)$ и $(\pi, 0)$, однако она не перекрывается с поверхностью Ферми пниктида вокруг точек $(k_x, k_y) = (0, \pi)$ и (π, π) для фиксированного k_y , как показано на рис. 1.13(А). В этом

случае вклад в проводимость от поверхности Ферми в FeBS вокруг $(k_x, k_y) = (0, \pi)$ и (π, π) полностью отсутствует. Таким образом, некоторые пиковые особенности в зависимости проводимости от напряжения исчезают по сравнению со случаем $\mu_n = 0.2$. Рассмотрим сначала проводимости в случае низкой прозрачности границы, которые изображены сплошными линиями на рис. 1.13(B) и (C). Для s_{++} модели сверхпроводящего спаривания когерентные пики около $|eV/\Delta_{\max}| \sim 0.2$, наблюдавшиеся в случае $\mu_n = 0.2$, исчезли, так как соответствующие этим пикам сверхпроводящие щели принадлежали поверхности Ферми около точки (π, π) в зоне Бриллюэна. Для $s_{\pm}$ модели сверхпроводящего спаривания два внутренних пика около $|eV/\Delta_{\max}| \sim 0.2$ для $\mu_n = 0.2$ (сплошная линия на рис. 1.11(C)) в данном случае отсутствуют (рис. 1.13(C)), так как данные подщелевые особенности были обусловлены сменой знака потенциала спаривания между листами поверхности Ферми около $(k_x, k_y) = (0, \pi)$ и (π, π) . В данном случае это связанное андреевское состояние для больших значений k_y не оказывает никакого влияния на проводимость, так как объем поверхности Ферми в нормальном металле слишком мал для осуществления вклада в зарядовый транспорт от этих листов поверхности Ферми в пниктиде. Внутренние пики около $|eV/\Delta_{\max}| \sim 0.3$ по-прежнему видны, так как их происхождение обусловлено сменой знака потенциала спаривания на листах поверхности Ферми около $(k_x, k_y) = (0, 0)$ and $(\pi, 0)$. В случае высокой прозрачности границы поведение проводимостей такое же, как и в случае $\mu_n = 0.2$, как для s_{++} , так и для $s_{\pm}$ моделей спаривания, соответственно.

В-третьих, рассмотрим случай $\mu_n = 1.0$, когда размер поверхности Ферми в нормальном металле меньше размера соответствующих пакетов в пниктиде около $(k_x, k_y) = (0, 0)$ и $(\pi, 0)$. Поведение проводимости в этом случае для s_{++} модели сверхпроводящего спаривания подобно ее поведению в случае $\mu_n = 0.6$ как для переходов низкой, так и высокой прозрачности. Также необходимо отметить, что величина dI/dV около $eV = 0$ для случая границы высокой прозрачности довольно мала по сравнению с предыдущими случаями. Это объясняется несовпадением поверхностей Ферми нормального металла и пниктида и, следовательно, существенной разницей волновых векторов в них. В случае $s_{\pm}$ модели спаривания для режима низкой прозрачности подщелевые пики, которые видны в случае $\mu_n = 0.2$ и 0.6 ($|eV/\Delta_{\max}| \simeq 0.2$ и 0.3) отсутствуют и только когерентные пики, соответствующие сверхпроводящим щелям в балке пниктида, остаются, как показано сплошной линией на рис. 1.14(C). При $k_y = 0$, андреевское связанное состояние сливается с уровнями континуума и, следовательно,

но, подщелевой пик не появляется. Если рассматривать ненулевые, но малые значения k_y , можно заметить, что андреевское связанное состояние находится рядом с уровнями континуума, как показано на рис. 1.12. Однако высота подщелевых пиков на зависимости проводимости от напряжения, появляющихся вследствие наличия такого андреевского связанного уровня, мала по сравнению с высотой этих пиков при больших значениях квазиимпульса k_y , параллельного границе, так как орбитальное смешивание из-за наличия члена гибридизации $t_4 \sin k_y$ мало. Следовательно, подщелевой пик фактически не появляется на зависимости проводимости от напряжения после интегрирования по всем значениям k_y в пределах зоны Бриллюэна. В результате, для $\mu_n = 1.0$ мы видим лишь двухщелевое поведение проводимости, как и для случая s_{++} модели сверхпроводящего спаривания.

Таким образом, рассчитаны усредненные значения проводимостей N/FeBS переходов для s_{++} и $s_{\pm}$ моделей сверхпроводящего спаривания в пниктиде для различных значений химического потенциала в нормальном металле. Качественное отличие между проводимостями для s_{++} и $s_{\pm}$ моделей спаривания явно заметно для большого размера поверхности Ферми в нормальном металле. Для переходов с низкой прозрачностью подщелевые пики, соответствующие переходам с малой прозрачностью, появляются только в случае $s_{\pm}$ модели. Для переходов с высокой прозрачностью деструктивная интерференция вследствие смены знака потенциала спаривания проявляется для $eV \simeq 0$ также только в случае $s_{\pm}$ симметрии сверхпроводящего параметра порядка. Следовательно, для того, чтобы различить качественно эти две модели сверхпроводящего спаривания методами туннельной спектроскопии, необходимо использовать нормальный металл с большим размером поверхности Ферми.

1.5 Выводы главы 1

В данной главе, получив уравнения Боголюбова-де-Жена и граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания для различных углов ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям сверхпроводника, продемонстрировано, что возможно отличить две наиболее популярные $s_{\pm}$ и s_{++} модели сверхпроводящего спаривания в сверхпроводящем пниктиде путем анализа как усредненных проводимостей $N - S_p$ контакта, так и проводимостей для выделенного направления транспорта для нулево-

го угла ориентации кристаллографических осей пниктида по отношению к границе.

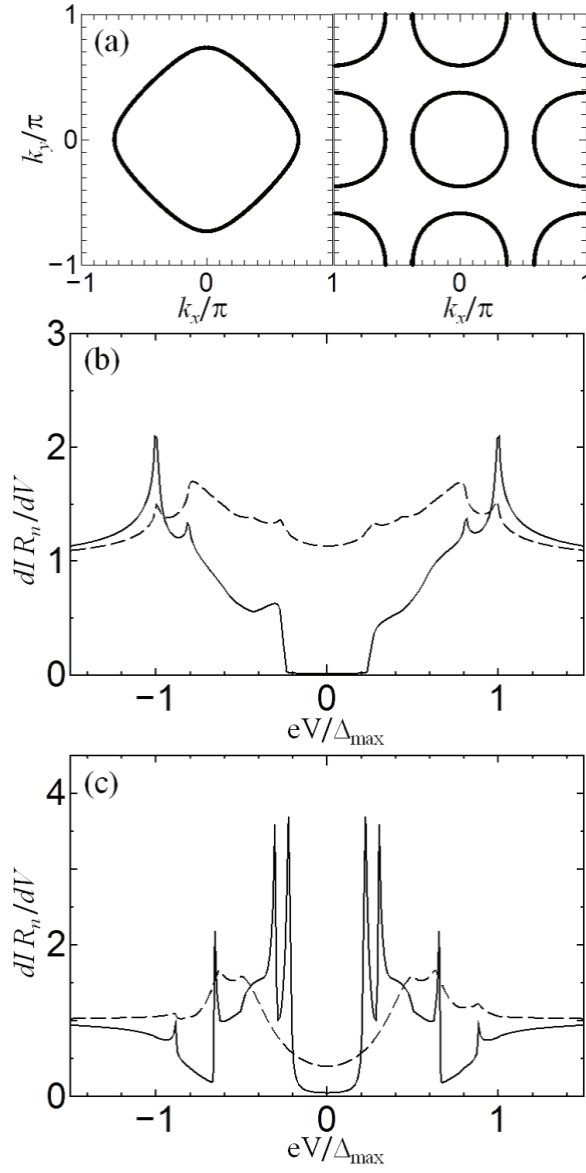


Рис. 1.11. (А) Поверхности Ферми в нормальном металле с $\mu_n = 0.2$ (левый рисунок) и FeBS (правый рисунок). Проводимость в случае s_{++} модели (В) и $s_{\pm}$ модели (С) для малой прозрачности $\gamma_1 = 0.009$ и $\gamma_1 = 0.005$ (сплошная линия) и для большой прозрачности $\gamma_1 = 0.1$ и $\gamma_1 = 0.14$ (пунктирная линия).

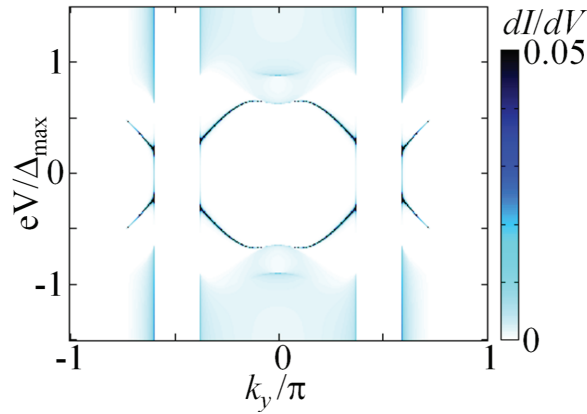


Рис. 1.12. Величина проводимостей при фиксированных значениях k_y для $s_{\pm}$ модели с $\mu_n = 0.2$.

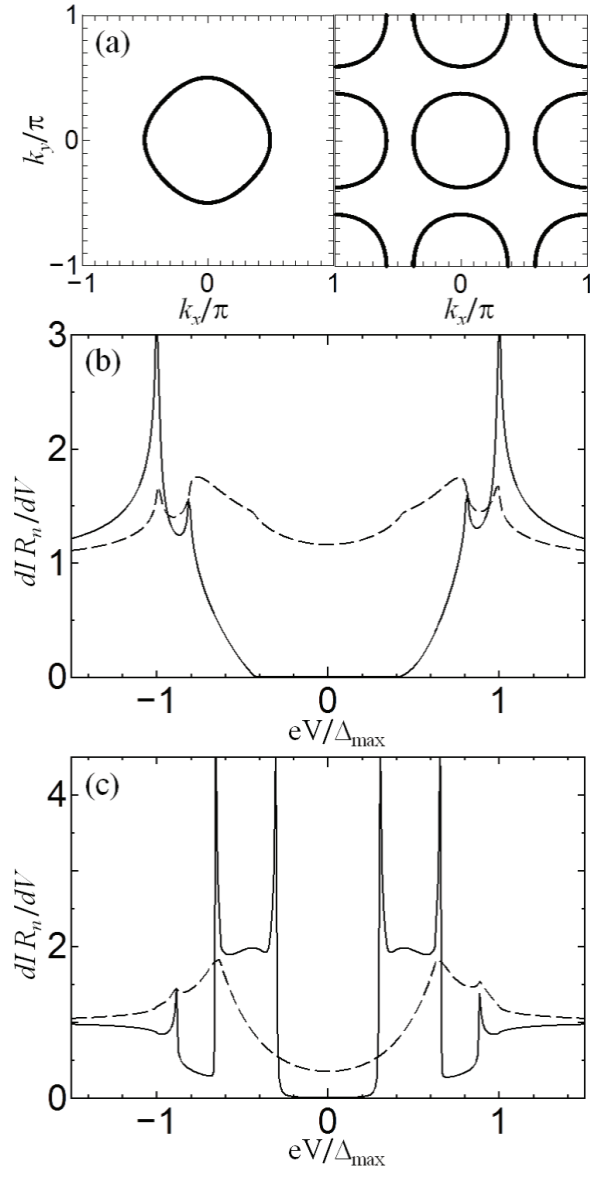


Рис. 1.13. То же, что на рис. 1.11, но с $\mu_n = 0.6$.

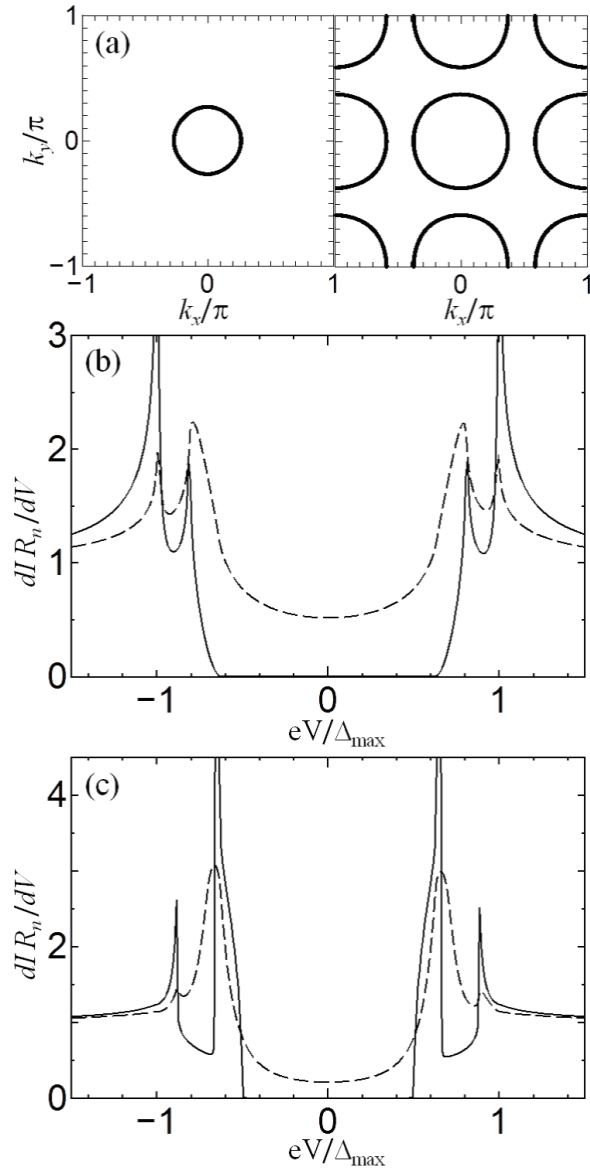


Рис. 1.14. То же, что на рис. 1.11, но с $\mu_n = 1.0$.

Глава 2

Теоретический анализ когерентного транспорта в структурах, содержащих многозонные сверхпроводники с межорбитальным типом сверхпроводящего спаривания

В данной главе теоретически исследуется и сравнивается между собой когерентный электронный транспорт в структурах с многозонными сверхпроводниками, описываемыми моделями межорбитального и внутриорбитального ($s_{\pm}$ модель) сверхпроводящего спаривания .

В разделе 2.1 рассчитываются проводимости $N - S_p$ перехода при нулевой температуре в случае сверхпроводника S_p , описываемого $s_{\pm}$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания. Демонстрируется, что зависимость проводимости от напряжения $N - S_p$ контакта имеет две особенности, вызванные особенностью в плотности состояний на большей сверхпроводящей щели пниктида и объединенной особенностью от меньшей щели и подщелевой особенности в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания. В случае описания пниктида в рамках межорбитальной модели спаривания, проводимость $N - S_p$ контакта имеет как две щелевые особенности, так и особенность при нулевом напряжении (ZBA).

В разделе 2.2, рассчитываются фазовые зависимости связанных андreeвских состояний, вклада от них в джозефсоновский ток, вклада от континуума в джозефсоновский ток и полного тока Джозефсона при нулевой температуре через $S - c - S_p$ переход со сверхпроводником S_p , описываемым $s_{\pm}$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания. Показывается, что $S - c - S_p$ переход со сверхпроводящим пниктидом S_p , описываемым $s_{\pm}$ моделью, рассмотренный в рамках двухорбитальной модели, является "0"-контактом с близкой к синусоидальной ток-фазовой зависимостью. Для случая $S - c - S_p$ перехода со сверхпроводящим пниктидом S_p , описываемым межорбитальной моделью сверхпроводящего спаривания, продемонстрировано, что такой джозефсоновский переход является " φ "-контактом с весьма не тривиальной

ток-фазовой зависимостью.

2.1 Проводимости $N - S_p$ перехода в случае сверхпроводника S_p , описываемого $s_{\pm}$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания

Мы рассматриваем микросужение между сверхпроводящим пниктидом (S_p) и нормальным металлом (N) или обычным изотропным сверхпроводником БКШ-типа (S). Длина микросужения l предполагается много меньше длины когерентности ξ в сверхпроводниках и упругой l_{el} и неупругой l_{in} характерных длин свободного пробега, что позволяет пренебречь подавлением параметра порядка вблизи границы. В такой геометрии естественно пользоваться подходом Боголюбова-де-Жена, который корректно описывает когерентный транспорт в сверхпроводящих структурах с параметром порядка, являющимся знакопеременным в конфигурационном пространстве.

При анализе электронного транспорта через структуры, содержащие пниктид, мы исходим из гамильтонианов пниктидов в орбитальном представлении в базисе $B_{orb} = \{d_{k,x,\uparrow}^+, d_{k,y,\uparrow}^+, d_{-k,x,\downarrow}, d_{-k,y,\downarrow}\}$, соответствующих общепризнанной двухорбитальной модели [7], где операторы $d_{k,x,\uparrow}^+$ ($d_{k,y,\uparrow}^+$) порождают электрон с квазиимпульсом k и проекцией спина σ в $3d\ xz(yz)$ орбиталях плоскостей железа в пниктиде. Эти гамильтонианы различны для $s_{\pm}$ [43] и межорбитальной моделей сверхпроводящего спаривания [3].

Граничные условия для контакта нормального металла с новыми многозонными сверхпроводниками должны учитывать сложную форму их спектра возбуждений и выход в них на поверхность Ферми нескольких энергетических зон, а также межзонное рассеяние на границе. Такие граничные условия были предложены недавно также в контексте расчетов вольт-амперных характеристик контактов между двухзонным сверхпроводящим пниктидом и нормальным металлом [26]:

$$\begin{aligned}\psi_e &= \psi_1 = \psi_2, \\ \psi_h &= \psi_3 = \psi_4,\end{aligned}\tag{2.1}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_N}{\partial k}\psi_e &= \sum_{i=1,2} \sum_{j=1,4} \frac{\partial H_{i,j}}{\partial k}\psi_j, \\ -\frac{\partial E_N}{\partial k}\psi_h &= \sum_{i=3,4} \sum_{j=1,4} \frac{\partial H_{i,j}}{\partial k}\psi_j.\end{aligned}\quad (2.2)$$

Символ k в (2.2) обозначает нормальную компоненту квазимпульса $\mathbf{k}$, $k = k_\perp$, параллельная границе компонента квазимпульса $k_\parallel$ сохраняется. В формулах (2.1), (2.2) ψ_e и ψ_h - это электронная и дырочная компоненты спинора $\hat{\Psi}_N = (\psi_e, \psi_h)^T$, описывающей волновую функцию в нормальном металле. Необходимо отметить, что граничные условия (2.2) представляют собой частный случай граничных условий (1.28), полученных в первой главе, для определенных условий, налагаемых на параметры хоппинга через границу (1.31). Вследствие громоздкости граничных условий (1.28) в данной главе используются упрощенные условия (2.2), которые приводят к качественно похожим результатам. Прошедшая в двухзонный сверхпроводник волновая функция имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\hat{\Psi}_S &= (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)^T = c\hat{U}(k_c)e^{ik_c x} + \\ &+ d\hat{U}(k_d)e^{-ik_d x} + g\hat{U}(k_g)e^{ik_g x} + f\hat{U}(k_f)e^{-ik_f x},\end{aligned}\quad (2.3)$$

где $\hat{U} = (u_1, u_2, u_3, u_4)^T$ является собственной функцией гамильтониана пниктида:

$$\hat{H}\hat{U} = E\hat{U}. \quad (2.4)$$

Коэффициенты u_1, u_2 являются проекциями электронной компоненты биспинора $\hat{U}$ на две атомные орбитали. Коэффициенты u_3, u_4 являются проекциями дырочной компоненты того же биспинора $\hat{U}$ на атомные орбитали. Из уравнения (2.4) определяются амплитуды боголюбовских коэффициентов $u_i(k)$, $i = 1..4$, с учетом условия нормировки $\sum_{i=1}^4 |u_i|^2 = 1$. Спектр возбуждения в пниктиде $E(k)$ может быть вычислен путем диагонализации гамильтонианов пниктидов, используя переход к новому базису B_{ban} с помощью унитарной матрицы $\mathbf{U}$:

$$B_{ban} = B_{orb} \times U = \{\gamma_{k,1,\uparrow}^+, \gamma_{k,2,\uparrow}^+, \gamma_{-k,2,\downarrow}, \gamma_{-k,1,\downarrow}\}, \quad (2.5)$$

где унитарная матрица $\mathbf{U}$ составлена из боголюбовских коэффициентов u_i , взятых при различных собственных значениях энергии E :

$$\mathbf{U} = [\hat{U}(E_1); \hat{U}(-E_1); \hat{U}(E_2); \hat{U}(-E_2)]. \quad (2.6)$$

Волновые вектора k_c, k_d, k_g, k_f в (2.3) могут быть вычислены из уравнения $E(k) = E$ для данного значения энергии E , принимая во внимание условие положительного направления распространения волны $\partial E(k)/\partial \hbar k > 0$. Необходимо отметить, что прошедшая в сверхпроводник волновая функция (2.3) есть сумма четырех независимых компонент в отличие от обычной теории БТК [40], в которой прошедшая волновая функция является суперпозицией лишь двух независимых решений. Первое граничное условие (2.1) подразумевает, что волновая функция непрерывна в месте пересечения однозонного нормального металла и двухзонного сверхпроводника. Второе граничное условие (2.2) есть обобщение обычного условия непрерывности производных волновых функций для случая сложной непараболической формы спектра возбуждений. Граничные условия (2.1),(2.2) обеспечивают сохранение потока вероятности через границу, принимая во внимание сложную зонную структуру квазичастичных возбуждений как в нормальном металле, так и в двухзонном сверхпроводнике. Поток вероятности в состоянии, определяемым квазиимпульсом k_i , описывается следующим выражением [26]:

$$J(k_i) = J(k_i, H) = \hat{\Psi}^+(k_i)(\partial \hat{H}(k_i)/\partial k)\hat{\Psi}(k_i). \quad (2.7)$$

Необходимо отметить, что даже в отсутствии потенциального барьера на $N - S_p$ границе существует конечная вероятность для электрона быть отраженным от границы вследствие различия зонной структуры нормального металла и сверхпроводника. Граничные условия (2.1),(2.2) учитывают этот факт. Рассеяние на $N - S_p$ границе, вызванное потенциальным барьером на ней, мы учитываем, помещая δ -функциональный потенциал в нормальном металле в непосредственной близости от границы, так же, как это сделано в [26].

Ток, протекающий через 2D $N - S_p$ микросужение в $x - y$ плоскости пниктида, определяется разностью между входящим $f^{\rightarrow}(E)$ и уходящим $f^{\leftarrow}(E)$ от границы потоками электронов (соответствующие состояния обозначены на рис.2.1 как состояния 1 и 2) в нормальном однозонном металле вблизи границы [40]:

$$I = \Xi \frac{e}{2\pi^2 \hbar} \int \{f^{\rightarrow}(E) - f^{\leftarrow}(E)\} dE dk_{\parallel}, \quad (2.8)$$

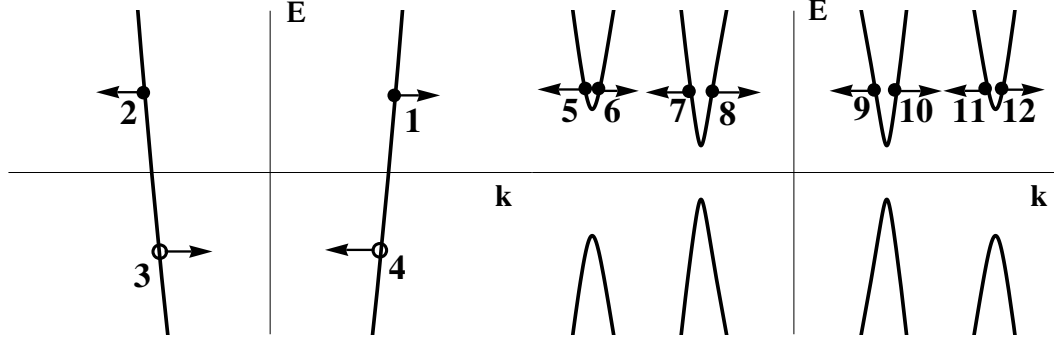


Рис. 2.1. Диаграммы квазичастичных процессов на $N - S_p$ границе. Закрашенные кружки в N обозначают электроны, незакрашенные - дырки. Стрелки обозначают направления групповых скоростей.

где Ξ - эффективные размеры микросужения, $f^{\rightarrow}(E) = f_0(E - eU)$, U - напряжение на микросужении, $f_0(E)$ - равновесное распределение Ферми. Распределение электронов $f^{\leftarrow}(E)$ в точке 2 на рис. 2.1 порождается процессами, идущими с сохранением энергии на $N - S_p$ границе и ведущими к появлению электронов, распространяющихся от $N - S_p$ границы:

$$f^{\leftarrow}(E) = A(E)(1 - f^{\rightarrow}(-E)) + B(E)f^{\rightarrow}(E) + (C_1(E) + D_1(E) + C_2(E) + D_2(E))f_0(E), \quad (2.9)$$

где $A(E)$ - вероятность для дырки быть отраженной как электрон (процесс $3 \rightarrow 2$ на рис. 2.1), $B(E)$ - вероятность для электрона быть отраженным как электрон (процесс $1 \rightarrow 2$ на рис. 2.1) и величины $C_1(E)$, $D_1(E)$, $C_2(E)$, $D_2(E)$ - вероятности преобразования квазичастиц в сверхпроводящей области (состояния обозначены как 5, 7, 9, 11 на рис. 2.1 с групповыми скоростями, направленными к нормальному металлу) в электронное состояние 2 на рис. 2.1. Формула (2.9) отличается от соответствующего выражения обычной теории БТК [40] тем, что она учитывает наличие двух зон сверхпроводника, что выражается в удвоении числа прошедших из сверхпроводника волн. Амплитуды вероятности A , B , C_1 , D_1 , C_2 , D_2 в уравнении (2.9) рассчитываются из граничных условий (2.1), (2.2) и выражения для потока вероятности (2.7). При вычислении вероятностей A , B , C_1 , D_1 , C_2 , D_2 необходимо принимать во внимание, что исходные квазичастичные состояния (1, 3, 5, 7, 9, 11) на рис. 2.1 должны быть нормированы так, чтобы поток вероятности в этих состояниях, описываемый уравнением (2.7), был

равен единице. Такая нормировка обеспечивает термодинамическое равновесие при отсутствии напряжения $U = 0$ на $N - S_p$ переходе.

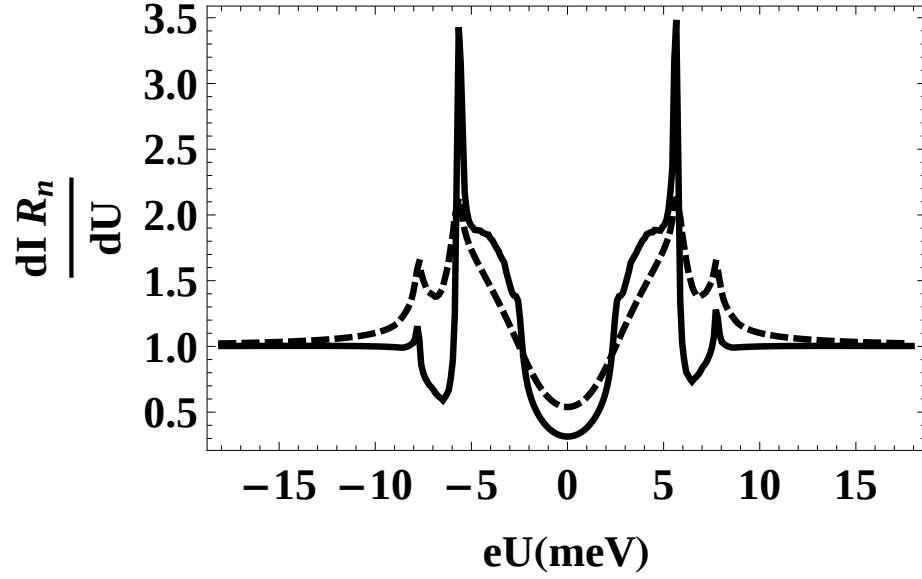


Рис. 2.2. Проводимость $N - S_p$ перехода при нулевой температуре, нормированная на ее значение в нормальном состоянии. S_p описывается $s_{\pm}$ моделью. Пунктирные линии соответствуют прозрачной границе, а сплошные линии соответствуют туннельному пределу.

На рис. 2.2 показаны результаты вычислений согласно приведенной выше теории проводимости $N - S_p$ перехода при нулевой температуре в случае сверхпроводника S_p , описываемого $s_{\pm}$ моделью. Мы предполагаем, что кристалл пниктида ориентирован так, что $N - S_p$ граница параллельна его кристаллографической оси y . Штриховые линии соответствуют $N - S_p$ границе без дополнительного потенциального барьера, сплошные линии соответствуют туннельному случаю. На рис. 2.2 видны две хорошо различимые особенности на зависимости проводимости от напряжения. Особенность при большем напряжении соответствует большей щели в спектре возбуждений двухзонного сверхпроводника. Особенность при меньшем напряжении соответствует слившимся особенностям от меньшей щели и подщелевой особенности [23, 26].

Рис. 2.3 демонстрируют результаты аналогичных расчетов проводимости $N - S_p$ перехода в случае сверхпроводника S_p , описываемого межорбитальной моделью спаривания. Штриховые линии соответствуют $N - S_p$ границе без дополнительного потенциального барьера, сплошные линии соответствуют туннельному случаю. На зависимости полной проводимости от напряжения видны две хорошо различимые особенности, происходящие от особенностей на щелях и подщелевых особенностей, а также пик при нулевом напряжении (ЗВА), как в случае контакта нормального металла со сверхпро-

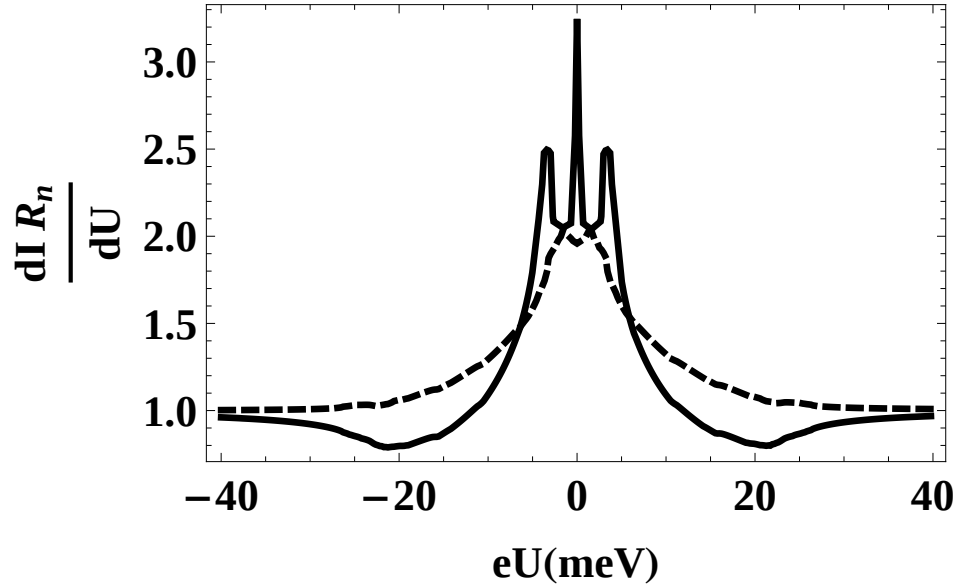


Рис. 2.3. Проводимость $N - S_p$ перехода при нулевой температуре, нормированная на ее значение в нормальном состоянии. S_p описывается межорбитальной моделью. Пунктирные линии соответствуют прозрачной границе, а сплошные линии соответствуют туннельному пределу.

водником d-типа [19].

2.2 Джозефсоновский транспорт в $S - c - S_p$ структуре

Также нами был рассчитан джозефсоновский ток через микросужение между изотропным сверхпроводником БКШ-типа и сверхпроводящим пниктидом (структура типа $S - c - S_p$). Джозефсоновский ток I_s через микросужение между двумя сверхпроводниками в состоянии равновесия состоит из тока $I_d(\varphi)$, переносимого квазичастицами, занимающими дискретные андреевские уровни, и тока $I_c(\varphi)$, переносимого квазичастицами из непрерывного спектра:

$$I_s(\varphi) = I_d(\varphi) + I_c(\varphi), \quad (2.10)$$

где φ - сверхпроводящая разность фаз пниктида и обычного однозонного сверхпроводника БКШ-типа. Мы вычисляем джозефсоновский ток для фиксированного значения квазиимпульса $k_{\parallel}$. Сверхток, переносимый дискретными андреевскими уровнями, описывается следующим выражением [46]:

$$I_d(\varphi) = \sum_n \{I_n^+(\varphi)f_0(E_n^+(\varphi)) + I_n^-(\varphi)f_0(E_n^-(\varphi))\},$$

$$I_n^\pm = \frac{2e}{\hbar} \frac{dE_n^\pm}{d\varphi}. \quad (2.11)$$

В коротких $S-c-S'$ переходах вклад тока континуума в общий ток Джозефсона становится существенным, когда величины параметров порядка в сверхпроводниках, образующих переход, значительно отличаются [47]. В рассматриваемом случае $S-c-S_p$ перехода мы имеем именно такую ситуацию. Вклад $I_c(\varphi)$ в джозефсоновский ток от континуума мы вычисляем в духе формализма [48], используя следующее выражение:

$$I_c(\varphi) = \frac{e}{\pi\hbar} \left(\int_{-\infty}^{-\Delta_0} + \int_{\Delta_0}^{\infty} \right) J(E, \varphi) f_0(E) dE, \quad (2.12)$$

где Δ_0 - наименьшая щель в спектре возбуждения сверхпроводников в рассматриваемом направлении.

Величина $J(E, \varphi)$ в формуле (2.12) представляет собой сумму компонент, соответствующих трем различным диапазонам энергий:

$$J(E, \varphi) = \sum_{i=0}^2 J_i(E, \varphi) \Theta(E - \Delta_i). \quad (2.13)$$

Для определенности мы полагаем, что Δ_0 - щель в спектре возбуждений сверхпроводника БКШ-типа (S). Две щели в пниктиде обозначены как Δ_1 и Δ_2 . Величина $J_i(E, \varphi)$ определяется как разность между входящим $J_i^\rightarrow(E)$ и уходящим $J_i^\leftarrow(E)$ потоками вероятности электронов в состояниях 5 и 6 в нормальной прослойке на рис. 2.4 соответственно. Потоки вероятности $J_0^\rightarrow(E)$ и $J_0^\leftarrow(E)$ порождаются квазичастичными состояниями 1 и 2 на рис. 2.4 в сверхпроводнике БКШ-типа S. Потоки вероятности $J_1^\rightarrow(E)$ и $J_1^\leftarrow(E)$ порождаются не только квазичастичными состояниями 1 и 2 на рис. 2.4 в сверхпроводнике S, но также состояниями 11 и 13 на рис. 2.4 в пниктиде S_p . Потоки вероятности $J_2^\rightarrow(E)$ и $J_2^\leftarrow(E)$ порождаются также и квазичастичными состояниями 9 и 15 на рис. 2.4 в пниктиде S_p , помимо обсужденных выше состояний. Необходимо отметить, что вклад в джозефсоновский ток от непрерывного спектра не был учтен в работе [22], где ток Джозефсона в структуре, содержащей пниктид, рассчитывался феноменологически в подходе Боголюбова-де-Жена.

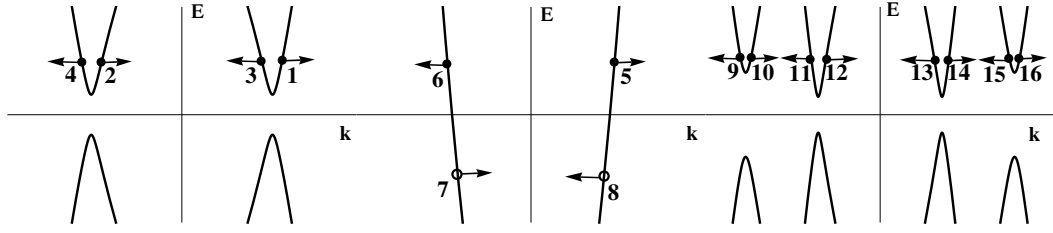


Рис. 2.4. Диаграммы квазичастичных процессов для $S - c - S_p$ перехода. Закрашенные кружки в нормальной прослойке обозначают электроны, незакрашенные - дырки. Стрелки обозначают направления групповых скоростей.

На рис. 2.5 представлены результаты вычислений в рамках приведенной выше теории связанных андreeвских состояний (рис. 2.5(A)), вклада от них в джозефсоновский ток (рис. 2.5(B)), вклада от континуума в джозефсоновский ток (рис. 2.5(C)) и полного тока Джозефсона (рис. 2.5(D)) при нулевой температуре через $S - c - S_p$ переход со сверхпроводником S_p , описываемым $s_{\pm}$ моделью сверхпроводящего спаривания. Мы предполагаем, что кристалл пниктида ориентирован так, что $S - S_p$ граница параллельна его кристаллографической оси y . Значение квазиимпульса, параллельного границе, выбрано равным $k_{\parallel} = 5\pi/8$.

Из рис. 2.5(A),(B) следует, что связанные андreeвские уровни существуют лишь в ограниченном диапазоне сверхпроводящей разности фаз φ в рассматриваемой $S - c - S_p$ структуре. На рис. 2.5(C) представлен вклад в полный ток Джозефсона от непрерывного спектра. Рис. 2.5(D) демонстрирует близкую к синусоидальной фазовую зависимость общего джозефсоновского тока, текущего через рассматриваемую $S - c - S_p$ структуру. Интересно отметить, что близкая к синусоидальной фазовая зависимость общего джозефсоновского тока, изображенная на рис. 2.5(D), является суммой двух существенно не гармонических вкладов от непрерывного (рис. 2.5(C)) и дискретного (рис. 2.5(B)) спектров.

Расчеты джозефсоновского тока для других значений квазиимпульса $k_{\parallel}$ через $S - c - S_p$ переход со сверхпроводящим пниктидом S_p , описываемым $s_{\pm}$ моделью сверхпроводящего спаривания, также дают близкую к синусоидальной фазовую зависимость общего джозефсоновского тока. Таким образом, можно заключить, что $S - c - S_p$ переход со сверхпроводящим пниктидом S_p , описываемым $s_{\pm}$ моделью, рассмотренный в рамках двухорбитальной модели, является "0"-контактом с близкой к синусоидальной ток-фазовой зависимостью.

На рис. 2.6 представлены результаты вычислений в рамках приведенной выше

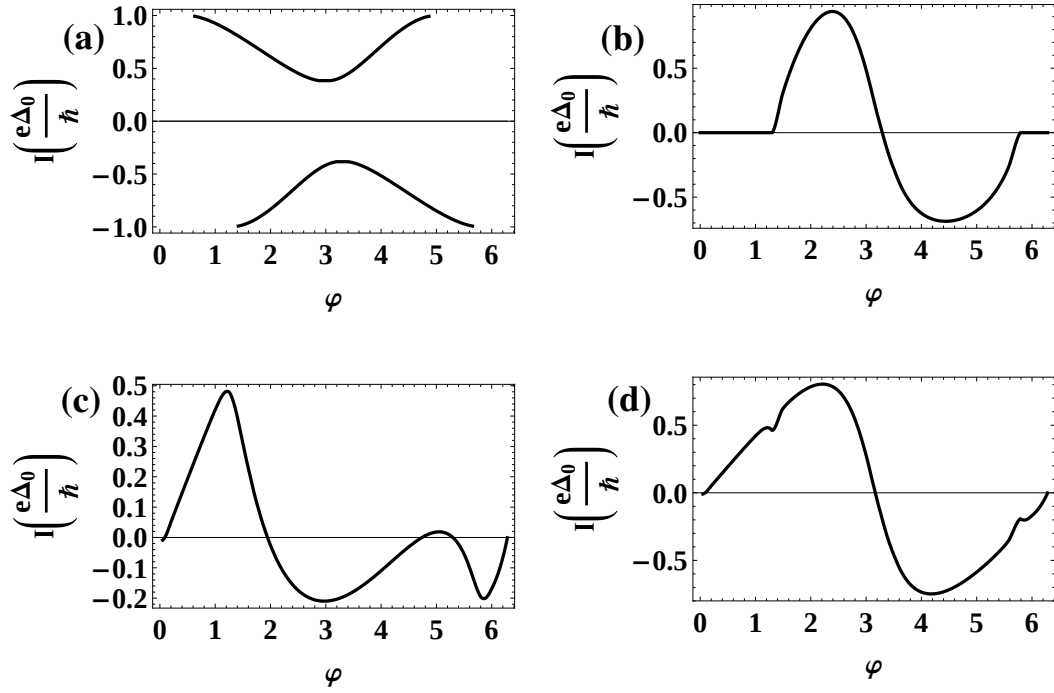


Рис. 2.5. (А) Связанные андреевские состояния, (В) вклад от них в джозефсоновский ток при нулевой температуре, (С) вклад в джозефсоновский ток от континуума при нулевой температуре и (D) общий джозефсоновский ток при нулевой температуре через $S - c - S_p$ переход со сверхпроводником S_p , описываемым $s_{\pm}$ моделью. Значение $k_{\parallel}$ в этих вычислениях выбрано равным $5\pi/8$.

теории связанных андреевских состояний (рис. 2.6(A)), вклада от них в джозефсоновский ток (рис. 2.6(B)), вклада от континуума в джозефсоновский ток (рис. 2.6(C)) и полного тока Джозефсона (рис. 2.6(D)) при нулевой температуре через $S - c - S_p$ переход со сверхпроводником S_p , описываемым моделью межорбитального спаривания, для той же ориентации кристалла, как и в рассмотренном выше случае. Фазовая зависимость полного тока Джозефсона, представленная на рис. 2.6(D), является " 2π " периодичной и соответствует случаю " φ "-контакта с равновесной разностью фаз, не равной ни 0, ни π .

Расчеты джозефсоновского тока для других значений квазиимпульса $k_{\parallel}$ через $S - c - S_p$ структуру со сверхпроводящим пниктидом S_p , описываемым моделью межорбитального спаривания [3], дают как близкие к синусоидальной фазовые зависимости общего джозефсоновского тока, так и нетривиальные ток-фазовые зависимости, подобные представленным на рис. 2.6(D). Таким образом, можно заключить, что такой $S - c - S_p$ джозефсоновский переход является " φ "-контактом с весьма не тривиальной ток-фазовой зависимостью.

На рис. 2.7 представлены рассчитанные нами температурные зависимости кри-

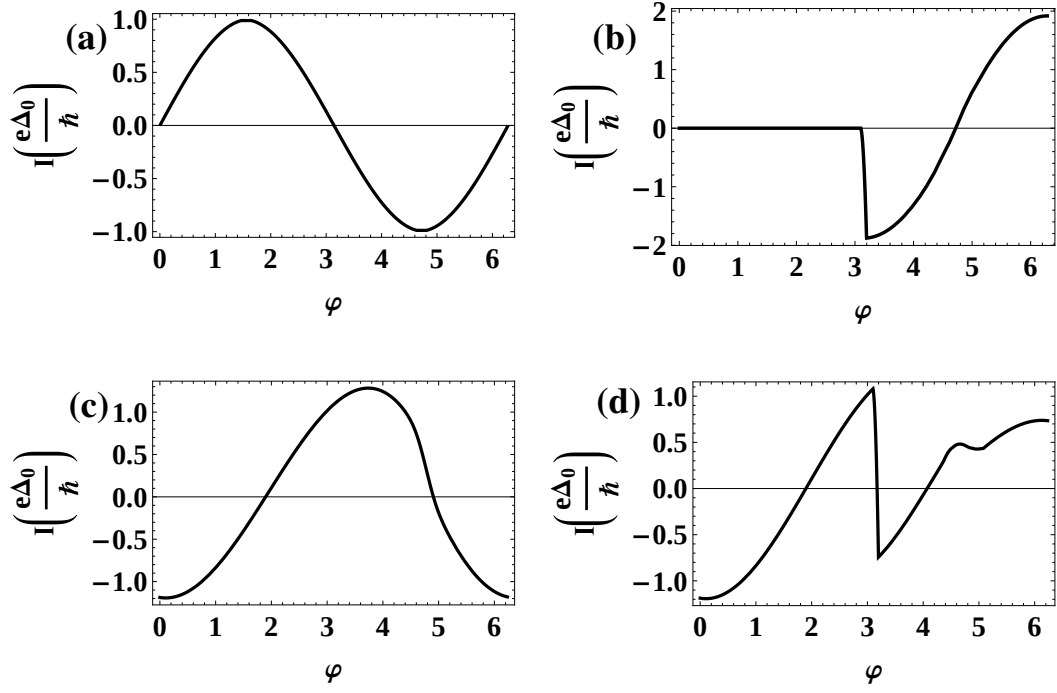


Рис. 2.6. (А) Связанные андреевские состояния, (В) вклад от них в джозефсоновский ток при нулевой температуре, (С) вклад в джозефсоновский ток от континуума при нулевой температуре и (D) общий джозефсоновский ток при нулевой температуре через $S - c - S_p$ перехода со сверхпроводником S_p , описываемым межорбитальной моделью. Значение $k_{\parallel}$ в этих вычислениях выбрано равным $5\pi/8$.

тического тока $S - c - S_p$ перехода для рассматриваемых моделей сверхпроводящего спаривания в сверхпроводнике S_p . Значение квазиимпульса, параллельного границе, выбрано равным $k_{\parallel} = 5\pi/8$.

Рис. 2.7 демонстрирует плавное уменьшение критического тока $S - c - S_p$ перехода с увеличением температуры как для $s_{\pm}$ модели, так и для модели межорбитального спаривания для S_p сверхпроводника. Эти зависимости качественно схожи с результатами теории Амбегаокара-Баратова [49] для туннельной $S - c - S$ структуры, также представленными на рис. 2.7. Наши вычисления для других значений квазиимпульса $k_{\parallel}$ дают результаты, близкие к представленным на рис. 2.7 температурным зависимостям.

При вычислениях температурных зависимостей критического тока мы учитываем температурную зависимость параметров порядка сверхпроводящих берегов, образующих $S - c - S_p$ переход. Температурную зависимость параметра порядка пниктида S_p мы вычисляем из следующего из формул (2.5),(2.6) уравнения:

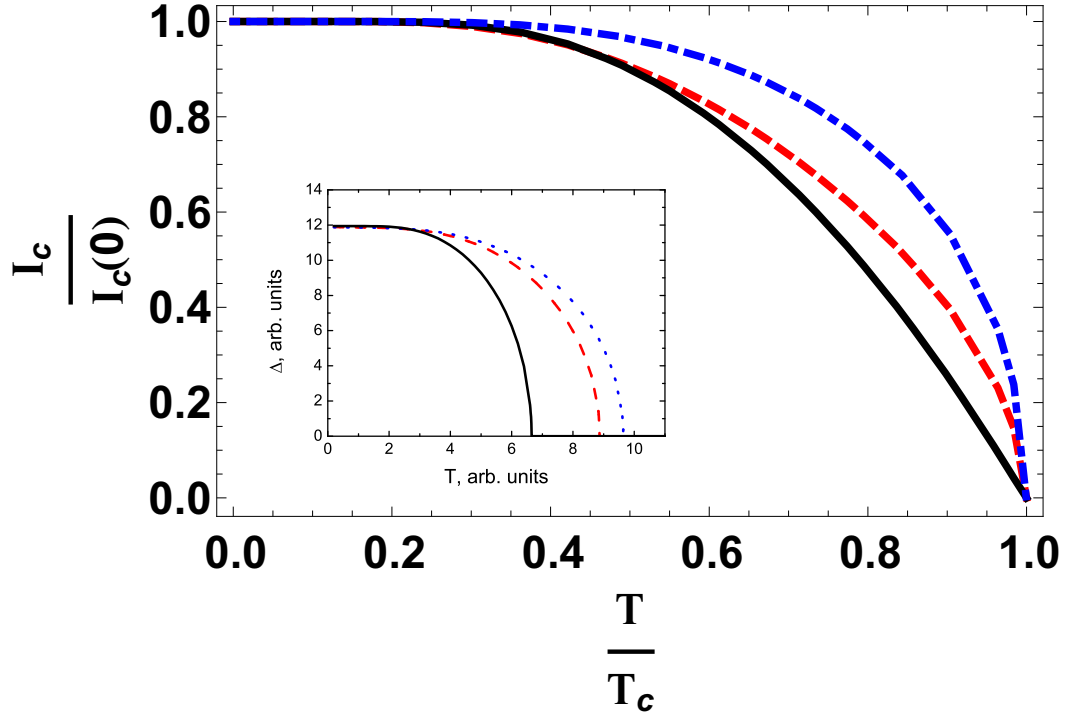


Рис. 2.7. Температурная зависимость критического тока теории Амбегаокара-Баратова (сплошная линия), $S - c - S_p$ перехода со сверхпроводником S_p , описываемым $s_{\pm}$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания (пунктир и штрих-пунктир соответственно). Вставка - температурные зависимости параметров порядка сверхпроводника БКШ-типа (сплошная линия) и сверхпроводника S_p , описываемого межорбитальной моделью сверхпроводящего спаривания для различных значений энергии обрезания Ω (точечная линия для $\Omega = 100$ мэВ и пунктирная для $\Omega = 20$ мэВ).

$$\begin{aligned}
\tilde{\Delta} = & - \sum_k V(k) \times \\
& \times (f_0(E_1)(u_2^*(E_1)u_3(E_1) + u_4^*(E_1)u_1(E_1)) + \\
& + f_0(-E_1)(u_2^*(-E_1)u_3(-E_1) + u_4^*(-E_1)u_1(-E_1)) + \\
& + f_0(E_2)(u_2^*(E_2)u_3(E_2) + u_4^*(E_2)u_1(E_2)) + \\
& + f_0(-E_2)(u_2^*(-E_2)u_3(-E_2) + u_4^*(-E_2)u_1(-E_2))), \tag{2.14}
\end{aligned}$$

где $V(k) = \cos k_x \cos k_y$ для $s_{\pm}$ модели и $V(k) = \cos k_x + \cos k_y$ для модели межорбитального спаривания, а сумма по k в (2.14) ограничена в диапазоне, соответствующем диапазону значений энергий Ω вблизи поверхности Ферми [50]. Точечная кривая на вставке к рис. 2.7 соответствует температурной зависимости параметра порядка пниктида S_p при $\Omega = 100$ мэВ, а пунктирная кривая - при $\Omega = 20$ мэВ. Температурная зависимость $\Delta_0(T)$ сверхпроводника БКШ-типа S изображена сплошной линией на вставке к рис. 2.7. Выбор энергии Ω довольно произволен [50], поэтому трудно определить вид

температурной зависимости параметра порядка пниктида S_p во всем диапазоне температур. Но из вставки к рис. 2.7 следует, что температурная зависимость параметра порядка пниктида S_p достаточно слабая до критической температуры T_c сверхпроводника БКШ-типа S , существенно меньшей критической температуры пниктида T_p , что позволяет пренебречь температурной зависимостью параметра порядка пниктида S_p по сравнению с температурной зависимостью $\Delta_0(T)$ сверхпроводника БКШ-типа S при вычислениях джозефсоновского тока в $S - c - S_p$ структуре.

В данной работе было теоретически продемонстрировано, что зависимость проводимости от напряжения $N - S_p$ перехода имеет две особенности, вызванные особенностью в плотности состояний на большей сверхпроводящей щели пниктида и объединенной особенностью от меньшей щели и подщелевой особенностью в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания [2]. С другой стороны, проводимость $N - S_p$ перехода имеет как две щелевые особенности, так и особенность при нулевом напряжении (ZBA) в случае, когда пниктид описывается моделью межорбитального спаривания [3]. Существующие экспериментальные данные по измерению проводимости $N - S_p$ контактов достаточно противоречивы. Они показывают как наличие [20], так и отсутствие [8] ZBA и поэтому не могут дать ответ о виде симметрии параметра порядка в сверхпроводящих пниктидах. Проведенный в данной работе расчет фазовых зависимостей джозефсоновского тока $S - c - S_p$ переходов показал, что эти зависимости близки к синусоидальным и $S - c - S_p$ контакт является "0"-контактом в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания [2]. С другой стороны, рассчитанная нами ток-фазовая зависимость $S - c - S_p$ перехода оказалась весьма необычной в случае, когда пниктид описывается межорбитальной моделью сверхпроводящего спаривания [3], и такой переход является " φ "-контактом с ненулевой разностью фаз, соответствующей точке равновесия. Возможным объяснением результатов расчета является совпадение симметрий параметров порядка изотропного сверхпроводника S и пниктида S_p в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания [2] (A_{1g} симметрия в обоих случаях [3]) и несовпадение симметрий параметров порядка сверхпроводников $S - c - S_p$ перехода в случае, когда пниктид описывается моделью межорбитального спаривания [3] (A_{1g} для сверхпроводника S и B_{2g} для пниктида S_p , описываемого моделью межорбитального спаривания [3]). Данные результаты согласуются с общей идеологией возможности появления " φ "-контактов в структурах с нарушением симметрии по отношению к обращению времени [51, 52]. Таким образом, ответ о

виде симметрии параметра порядка в пниктидах может дать измерение ток-фазовой зависимости $S - c - S_p$ перехода с монокристаллическим пниктидом.

2.3 Выводы главы 2

Таким образом, проведенные в данной главе расчеты доказывают, что, анализируя проводимости $N - S_p$ контакта, можно отличить на эксперименте внутриорбитальную модель сверхпроводящего спаривания от межорбитальной по наличию пика при нулевом напряжении в случае последней. Кроме того, продемонстрировано, что ответ о виде симметрии параметра порядка в пниктидах может дать измерение ток-фазовой зависимости $S - c - S_p$ перехода с монокристаллическим пниктидом.

Глава 3

Электронный транспорт через границу нормального металла с двухзонным сверхпроводником с межзонным типом спаривания.

В данной главе теоретически рассматривается электронный транспорт через границу нормального металла и двухзонного сверхпроводника с межзонным типом спаривания, где под данным типом спаривания понимается возможность сверхпроводящего спаривания электронов, принадлежащих разным зонам многозонного металла. В этой главе продемонстрировано, что различие эффективных масс в зонах многозонного сверхпроводника приводит к асимметрии по напряжению ВАХ S-N переходов и к появлению особенностей при двух характерных значениях напряжения, несмотря на наличие единого параметра порядка межзонного спаривания. Полученные результаты согласуются с экспериментами, в которых наблюдались как две щелевые особенности на ВАХ, так и асимметрия ВАХ при положительных и отрицательных значениях напряжения.

В разделе 3.1 развит подход к описанию свойств двухзонного сверхпроводника при наличии в нем межзонного спаривания. Получены уравнения Боголюбова-де-Жена такого сверхпроводника путем диагонализации сверхпроводящего гамильтониана, с учетом наличия межзонного спаривания, в рамках двухзонной модели. Также в данном разделе, используя выведенные уравнения Боголюбова-де-Жена, рассчитывается температурная зависимость межзонного параметра порядка.

В разделе 3.2 рассчитываются вольт-амперные характеристики и проводимости перехода нормальный двухзонный металл - двухзонный сверхпроводник с межзонным типом спаривания для различных значений величины потенциального дельта-образного барьера между нормальным металлом и сверхпроводником. Демонстрируется наличие характерной асимметрии вольт-амперных характеристик по напряжению, а также наличие на них особенностей при двух характерных значениях напряжения.

3.1 Сверхпроводящие свойства многозонного материала с межзонным типом спаривания

Как было показано в работе [3], наиболее энергетически выгодным для пниктидов является наличие единого параметра порядка с B_{2g} -симметрией. При переходе из орбитального в зонное представление в гамильтониане такой системы неизбежно появляются члены, ответственные за межзонное спаривание. Таким образом, помимо внутризонного спаривания, в системе существует и межзонное спаривание. В некоторых направлениях в $FeAs$ -соединениях реализуется ситуация, когда члены, отвечающие за внутризонное спаривание, обращаются в нуль, и остаются лишь члены, отвечающие за межзонное спаривание. В разделе 3.1 изучаются свойства следующей «модельной» системы:

- имеется две зоны;
- дисперсионные зависимости электронов в каждой из зон квадратичные;
- в системе реализуется межзонное спаривание.

Под межзонным типом спаривания, следуя работе [53], понимается возможность спаривания электронов с противоположными спинами, принадлежащих различным зонам многозонного металла. Данную ситуацию надо отличать от возможности межзонного хоппинга куперовских пар [4], образованных из электронов с противоположными спинами из одинаковых зон, которую иногда также называют межзонным спариванием [54]. Спаривание частиц с различными спинами, принадлежащих различным подсистемам изучаемого физического объекта, обсуждалось ранее в квантовой хромодинамике [55], при изучении высокотемпературной сверхпроводимости в купратах [56] и для смесей холодных атомов [57], [58]. При этом были исследованы условия стабильности возникающего сверхпроводящего состояния [55], [58], создана соответствующая данной модели двухжидкостная гидродинамика [58]. Однако, до настоящего времени не была рассчитана температурная зависимость параметра порядка этого нового типа сверхпроводящего состояния и не была создана теория электронного транспорта через S - N переход (S - сверхпроводник с возможностью межзонного спаривания). В данном разделе теоретически исследуется первый из этих вопросов.

При количественном анализе сверхпроводимости в многозонном металле ограничимся наиболее простым случаем двух зон - «минимальной» моделью [7, 53]. Будем исходить из следующего гамильтониана [53]:

$$H = \sum_{k,\alpha,\sigma} \varepsilon_\alpha(k) c_{k,\alpha,\sigma}^+ c_{k,\alpha,\sigma} + H_{in} + H_{inter}, \quad (3.1)$$

где индекс $\alpha = 1, 2$ нумерует зоны ферропниктида, σ проекция спина, k квазиимпульс, $c_{k,\alpha,\sigma}^+(c_{k,\alpha,\sigma})$ оператор рождения(уничтожения) квазичастицы. Первое слагаемое в (3.1) описывает энергию невзаимодействующих квазичастиц. Второе слагаемое в (3.1) H_{in} описывает спаривание квазичастиц в зонах:

$$H_{in} = V_\alpha \sum_{k,k',\alpha} c_{k,\alpha,\uparrow}^+ c_{-k,\alpha,\downarrow}^+ c_{-k',\alpha,\downarrow} c_{k',\alpha,\uparrow}, \quad (3.2)$$

где V_α величина эффективного притяжения квазичастиц в зонах. Последнее слагаемое в (3.1) H_{inter} описывает межзонное спаривание квазичастиц и имеет следующий вид [3]:

$$H_{inter} = V \sum_{k,k',\alpha} c_{k,\alpha,\uparrow}^+ c_{-k,3-\alpha,\downarrow}^+ c_{-k',3-\alpha,\downarrow} c_{k',\alpha,\uparrow}, \quad (3.3)$$

где V величина эффективного притяжения квазичастиц, принадлежащих различным зонам.

Для расчета спектра возбуждений и волновых функций квазичастиц в сверхпроводнике в гамильтониане, описываемом выражениями (3.1) (3.3), необходимо перейти к приближению среднего поля [36]. При этом, кроме обычных для теории сверхпроводимости [36] аномальных средних вида:

$$\Delta_\alpha = V_\alpha \sum_k \langle c_{-k,\alpha,\downarrow} c_{k,\alpha,\uparrow} \rangle, \quad (3.4)$$

описывающих спаривание электронов внутри зон, отличными от нуля будут и средние:

$$\Delta = V \sum_k \langle c_{-k,2,\downarrow} c_{k,1,\uparrow} \rangle, \quad (3.5)$$

описывающие межзонное спаривание.

Диагонализация получившегося в приближении среднего поля гамильтониана производится с помощью обобщения канонического преобразования Н. Н. Боголюбова (старшего) [59] для случая двухзонного сверхпроводника. Для этого нужно перейти от базиса, используемого в (3.1) $B_{old} = \{c_{k,1,\uparrow}^+, c_{-k,1,\downarrow}, c_{k,2,\uparrow}^+, c_{-k,2,\downarrow}\}$, к новому $B_{new} = \{d_{k,1,\uparrow}^+, d_{-k,1,\downarrow}, d_{k,2,\uparrow}^+, d_{-k,2,\downarrow}\}$, где $d(d^+)$ фермиевские операторы нового базиса:

$$B_{new} = \hat{U} B_{old}, \quad \hat{U} = \begin{pmatrix} u_1(E_1) & u_1(E_2) & u_1(-E_1) & u_1(-E_2) \\ v_1(E_1) & v_1(E_2) & v_1(-E_1) & v_1(-E_2) \\ u_2(E_1) & u_2(E_2) & u_2(-E_1) & u_2(-E_2) \\ v_2(E_1) & v_2(E_2) & v_2(-E_1) & v_2(-E_2) \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

При этом боголюбовские коэффициенты u и v должны удовлетворять следующему соотношению:

$$|u_1|^2 + |v_1|^2 + |u_2|^2 + |v_2|^2 = 1, \quad (3.7)$$

Спектр возбуждений квазичастиц $E(k)$, а также боголюбовские коэффициенты находятся в общем случае из системы уравнений:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 u_1 + \Delta_1^* v_1 + \Delta^* v_2 = E u_1 \\ -\varepsilon_1 v_1 + \Delta_1 u_1 + \Delta u_2 = E v_1 \\ \varepsilon_2 u_2 + \Delta_2^* v_2 + \Delta^* v_1 = E u_2 \\ -\varepsilon_2 v_2 + \Delta_2 u_2 + \Delta u_1 = E v_2 \end{cases}, \quad (3.8)$$

решаемой вместе с условием (3.7).

Далее, следуя работе [53], пренебрежем внутризонным спариванием в рассматриваемом двухзонном сверхпроводнике, т.е. положим значения параметров порядка $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$. Данное приближение позволяет выявить особенности, присущие межзонному спариванию, в наиболее явном виде [3]. При этом будем предполагать квадратичной дисперсионные зависимости в зонах: $\varepsilon_i = \frac{k^2}{2m_i} - \mu$, где $m_i (i = 1, 2)$ - эффективные массы электрона в зонах, а μ - химический потенциал.

Спектр возбуждений

$$\pm E_i(k) = (-1)^i \varepsilon_- \pm \sqrt{(\varepsilon_+)^2 + \Delta^2}, \quad (3.9)$$

где $\varepsilon_- = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2}$, $\varepsilon_+ = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}$, рассчитанный из системы (3.8) для значений параметров $m_2 = 2m_1, \mu = 2\Delta$, представлен на рис. 3.1 для случая только межзонного спаривания сплошной. Пунктиром на рис. 3.1 изображена дисперсионная зависимость, следующая из теории БКШ [36]. Модуль параметра порядка межзонного спаривания Δ , определяемого по формуле (3.5), равен половине минимального расстояния между кривыми $E_1(k)$ и $-E_2(k)$. Необходимо отметить существенное различие представленных на рис. 3.1 дисперсионных кривых в положительной и отрицательной областях значений энергии, в отличие от симметричных зависимостей, следующих из теории БКШ [36]. Наряду

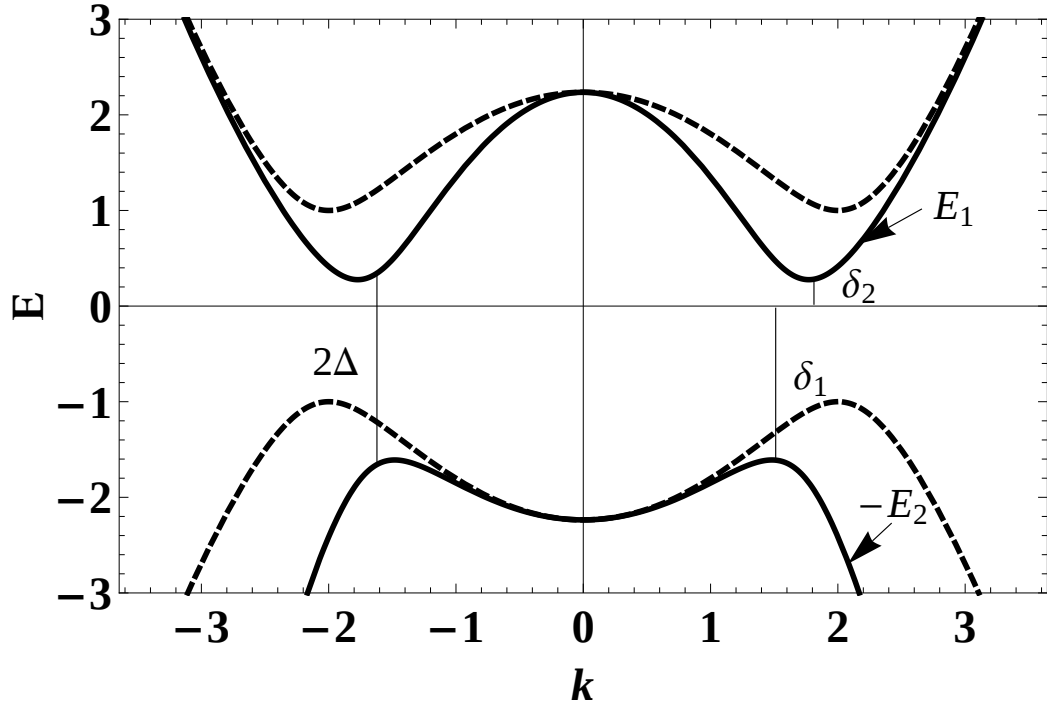


Рис. 3.1. Спектр возбуждений квазичастиц $E_1(k)$ и $-E_2(k)$, соответствующий системе (3.8) (сплошные линии), и спектр возбуждений, следующий из теории БКШ (пунктир). 2Δ щель в спектре возбуждений, δ_1 и δ_2 характерные энергии системы

ду с представленными на рис. 3.1 блоком $E_1(k)$ и $-E_2(k)$, системе (3.8) соответствует и блок решений $-E_1(k)$ и $E_2(k)$.

Уменьшение энергии межзонного спаривания V при фиксированных значениях химического потенциала μ и эффективных масс электронов m_1, m_2 может привести к ситуации, когда одна из дисперсионных кривых $E_1(k)$ или $-E_2(k)$ пересечет нулевое значение энергии. Это переведет систему в качественно новое состояние. Как показано в работах [3, 58], это состояние является неустойчивым. Поэтому в данном разделе будем рассматривать ситуацию, соответствующую изображенной на рис. 3.1, на котором дисперсионные кривые $E_i(k)$ не пересекают нулевое (по отношению к химическому потенциалу) значение энергии.

Из рис. 3.1 следует, что наряду с параметром порядка межзонного спаривания Δ есть еще два характерных значения энергии, которые должны проявиться на ВАХ (вольт амперных характеристик) S-N переходов. Этими характерными энергиями являются два минимальных расстояний до химического потенциала от ветвей $E_1(k)$ и $-E_2(k)$, δ_1 и δ_2 соответственно. Они связаны с параметрами, характеризующими зонную структуру ферропниктида и термодинамическим средним Δ следующим выражением:

$$\delta_i = -(-1)^i \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \mu + \frac{2\sqrt{m_1 m_2}}{m_1 + m_2} \Delta(T). \quad (3.10)$$

3.2 Температурная зависимость межзонного параметра порядка

Из уравнения (3.5) следует интегральное уравнение для определения межзонного параметра порядка Δ :

$$\frac{1}{V} = \frac{1}{4} \int \frac{\tanh(E_1(k)/2k_B T) + \tanh(E_2(k)/2k_B T)}{\sqrt{\Delta^2 + (\varepsilon_+)^2}} d^3 k. \quad (3.11)$$

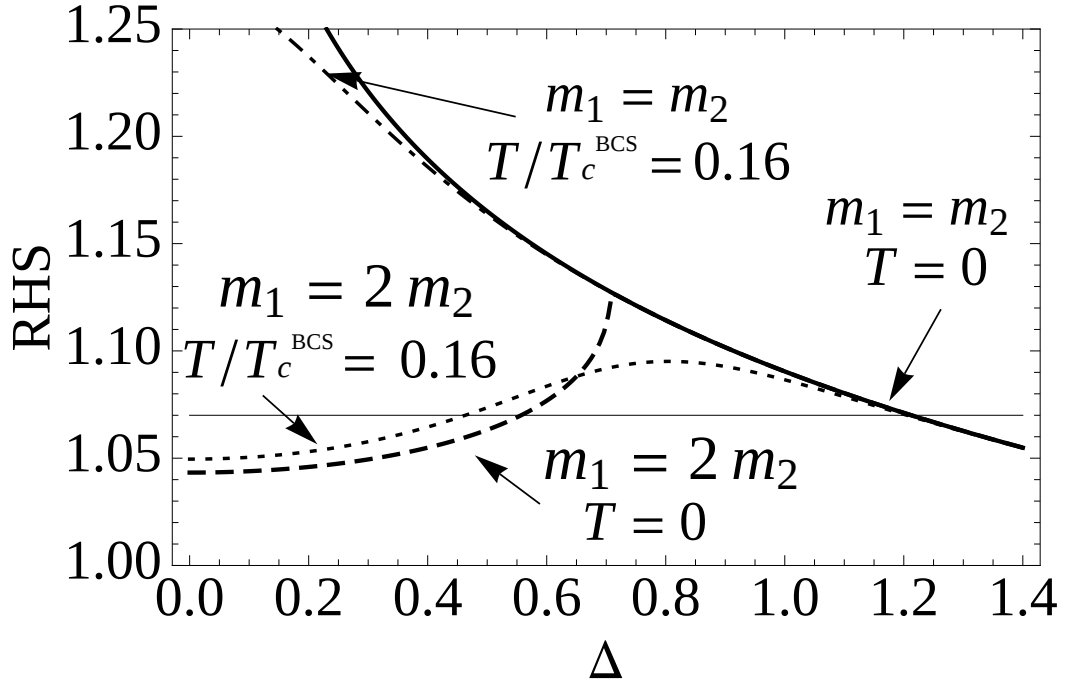


Рис. 3.2. Зависимость правой части уравнения (3.11) от Δ в случае сверхпроводника с межзонным типом спаривания при температурах $T = 0$ (штриховая линия) и $T = 0.16T_C$ (пунктирная линия) при соотношении значений эффективных масс в зонах $m_1 = 2m_2$ и для случая однозонного сверхпроводника с внутризонным типом спаривания БКШ типа с эффективной массой $m = 2/3m_1$ при температурах $T = 0$ (сплошная линия) и $T = 0.16T_C$ (штрих-пунктирная линия)

На рис. 3.2 представлены правая часть (RHS) уравнения (3.11) и RHS соответствующего уравнения для щели, следующего из теории БКШ [36] при $T = 0$ (штриховая и сплошная линии соответственно) и $T = 0.16T_C^{BCS}$ (пунктирная и штрих-пунктирная линии соответственно). Из рис. 3.2 следует, что в зависимости от значения величины межзонного притяжения V уравнение (3.11) может иметь одно, два или ни одного

решения. При больших V уравнение имеет единственное решение, соответствующее теории БКШ. При уменьшении параметра V уравнение (3.11) приобретает дополнительный корень. Однако это решение нестабильно [58]. При дальнейшем уменьшении параметра V ниже некоторого зависящего от температуры значения V_c щель не образуется даже при нулевой температуре. На рис. 3.3 представлено стабильное решение уравнения (3.11) в зависимости от температуры (штриховая кривая) при $m_1 = 2m_2$ и зависимость $\Delta(T)$ для однозонного сверхпроводника с эффективной массой $m = 2/3m_1$ (сплошная линия), нормированные на $\Delta(0)$ (значение эффективной массы однозонного сверхпроводника выбрано таким образом, чтобы энергия ε для однозонного сверхпроводника равнялась полусумме энергий ε_1 и ε_2 , что приводит к одинаковым значениям модуля параметра порядка в случае межзонного спаривания и в теории БКШ при $T = 0$).

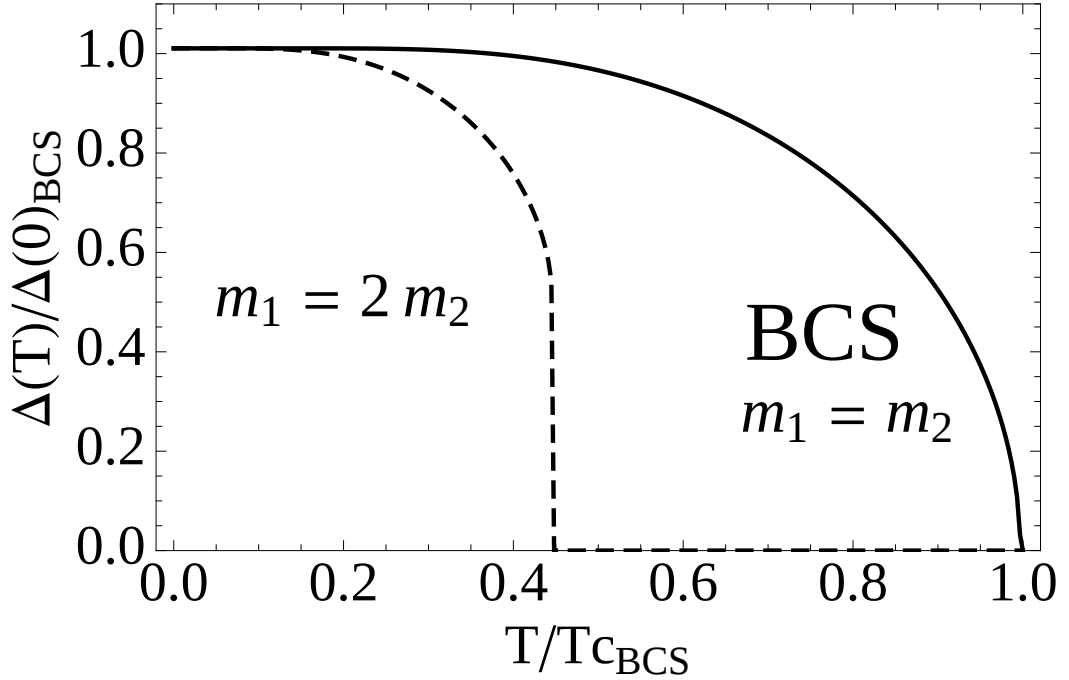


Рис. 3.3. Зависимость нормированной величины параметра порядка Δ от температуры для случая сверхпроводника с межзонным типом спаривания при соотношении значений эффективных масс в зонах $m_1 = 2m_2$ (штриховая линия) и для случая однозонного сверхпроводника с внутризонным типом спаривания БКШ типа с эффективной массой $m = 2/3m_1$ (сплошная линия)

Более быстрое уменьшение щели $\Delta(T)$ при малых значениях температуры по сравнению с аналогичной зависимостью теории БКШ [36] и последующее скачкообразное ее исчезновение связано с асимметрией представленных на 3.1 дисперсионных зависимостей $E_1(k)$ и $-E_2(k)$. При этом скорость убывания $\Delta(T)$ с увеличением температуры T определяется тем из δ_i (3.10), которое меньше $\Delta(T)$, а скачкообразное

исчезновение $\Delta(T)$ соответствует той температуре, при которой меньшее из δ_i обращается в ноль.

3.3 Вольт-амперные характеристики переходов нормальный металл/многозонный сверхпроводник с межзонным типом спаривания

Одним из способов измерения температурной зависимости модуля параметра порядка является анализ ВАХ S-N переходов [36]. Для расчёта ВАХ переходов со сверхпроводниками с межзонным типом спаривания нами была построена теория транспорта через границу двухзонного нормального металла и двухзонного сверхпроводника. Рассмотрим микросужение между нормальным металлом и двухзонным сверхпроводником с характерным размером d много меньшим длины когерентности сверхпроводника ξ и упругой l и неупругой l_{in} характерных длин свободного пробега. Выполнение условия $d \ll \xi$ позволяет пренебречь изменением параметра порядка межзонного спаривания Δ в области микросужения и считать его значение на S-N границе совпадающим со значением внутри сверхпроводника. Условие $d \ll l$ позволяет рассматривать электронный транспорт через микросужение как 1D транспорт. Для расчета электронного 1D транспорта через микросужение необходимо обобщить теорию [40] для рассматриваемого нами случая сверхпроводника с межзонным типом спаривания. Электронный транспорт в теории [40] определяется путем расчета когерентных волновых функций системы.

Компоненты f_1, g_1, f_2, g_2 волновых функций $\psi_1 = (f_1, 0, 0, g_2)^T$ и $\psi_2 = (0, g_1, f_2, 0)^T$ сверхпроводника в случае межзонного спаривания определяются из двух независимых систем уравнений, следующих из системы (3.8):

$$\begin{cases} -\frac{1}{2m_1} \frac{\partial^2 f_1}{\partial^2 x} + \Delta g_2 = i \frac{\partial f_1}{\partial t} \\ \frac{1}{2m_2} \frac{\partial^2 g_2}{\partial^2 x} + \Delta f_1 = i \frac{\partial g_2}{\partial t} \end{cases} \quad (3.12)$$

и

$$\begin{cases} -\frac{1}{2m_2} \frac{\partial^2 f_2}{\partial^2 x} + \Delta g_1 = i \frac{\partial f_2}{\partial t} \\ \frac{1}{2m_1} \frac{\partial^2 g_1}{\partial^2 x} + \Delta f_2 = i \frac{\partial g_1}{\partial t} \end{cases}. \quad (3.13)$$

В системах уравнений (3.12), (3.13) считаем параметр порядка Δ , соответствующий

случаю межзонного спаривания, действительным, поскольку при рассмотрении транспорта через S-N границу значение его фазы несущественно.

Системе уравнений (3.12) соответствуют волновые функции вида

$$[u_1(k), 0, 0, v_2(k)]^T \cdot e^{ikx - iEt}, \quad (3.14)$$

а системе (3.13) волновые функции вида

$$[0, v_1(k), u_2(k), 0]^T \cdot e^{ikx - iEt}, \quad (3.15)$$

где k является решением уравнения $E_i(k) = E$, а дисперсионные зависимости $E_i(k)$ определяется формулой (3.9). Коэффициенты Боголюбова u_i и v_i в случае межзонного спаривания отличаются от соответствующих коэффициентов в теории БКШ [36, 40] и имеют следующий вид:

$$|u_i|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_+}{\sqrt{\varepsilon_+^2 + \Delta^2}} \right), \quad (3.16)$$

$$|v_i|^2 = 1 - |u_i|^2.$$

Для корректного выбора волновых функций в рассматриваемой структуре необходимо учитывать как знак потока вероятности, так и его сохранение на S-N границе. Из условия сохранения плотности вероятности, имеющей в случае межзонного спаривания вид $P_i = |f_i|^2 + |g_{3-i}|^2$, из систем уравнений (3.12, 3.13) следует выражение для потока вероятности

$$\vec{J}_{p,i} = \hbar \left(\frac{\text{Im}(f_i^* \vec{\nabla} f_i)}{m_i} - \frac{\text{Im}(g_{3-i}^* \vec{\nabla} g_{3-i})}{m_{3-i}} \right), \quad (3.17)$$

явно учитывающее различие эффективных масс в зонах.

Например, при выборе волновых функций в нормальном двухзонном металле в виде, соответствующем возбуждению состояний сверхпроводника электрон подобным возбуждением первой зоны,

$$\psi_N^1 = (1, 0, 0, 0)^T e^{iq_1 x} + b_1 (1, 0, 0, 0)^T e^{-iq_1 x} + a_1 (0, 0, 0, 1)^T e^{iq_2 x} \quad (3.18)$$

с учетом вышесказанного физически допустимые волновые функции в сверхпроводнике имеют следующий вид:

$$\psi_S^1 = c_1 (u^+, 0, 0, v^+)^T e^{ik_1^+ x} + d_1 (u^-, 0, 0, v^-)^T e^{-ik_1^- x}. \quad (3.19)$$

В формулах (3.18) и (3.19) b_1 является коэффициентом нормального отражения электрона в первую зону, a_1 отвечает процессу андреевского отражения электрона из первой зоны “дыркой” во вторую, c_1 и d_1 являются коэффициентами прохождения в сверхпроводник, k^+ и k^- являются решениями уравнения $E_1(k) = E$, причем $k^+ > k^-$, $u^+ = u(k^+)$, $u^- = u(k^-)$. Подчеркнем, что существенной характерной особенностью рассматриваемой модели межзонного спаривания является андреевское отражение электрона “дыркой” именно с изменением зоны. Необходимо также отметить отличие формулы (3.19) от соответствующего выражения стандартной теории ВТК [40], в котором компоненты биспинора менялись местами для прошедшей в сверхпроводник с пересечением поверхности Ферми волны (“d” волна) относительно волны, прошедшей без пересечения поверхности Ферми (“с” волны).

Коэффициенты a_1, b_1, c_1, d_1 определяются путем сшивки волновых функций (3.18) и (3.19) на S-N границе. Считая потенциальный барьер между сверхпроводником и нормальным металлом δ функциональным, $V(x) = H\delta(x)$, из систем уравнений (3.12), (3.13) следуют граничные условия:

$$\begin{cases} \psi_N = \psi_S \\ \frac{d\psi_S}{dx} - \frac{d\psi_N}{dx} = 2H\hat{M}\psi(0) \end{cases}, \quad (3.20)$$

где матрица $\hat{M}$ является диагональной 4×4 матрицей с элементами на главной диагонали $m_{11} = m_{22} = m_{33} = m_{44} = m_e$, где m_e - масса свободного электрона [60], [61].

В рассматриваемой геометрии S-N перехода, соответствующей микросужению, его ВАХ определяется обобщенным нами на случай двухзонного металла выражением теории [40]

$$J_e = S \frac{e}{\pi} \int \sum_i \{f_i^{\rightarrow}(E) - f_i^{\leftarrow}(E)\} dE, \quad (3.21)$$

где $i = 1, 2$ номер зоны, $f_i^{\rightarrow} = f_0(E - eU)$, $f_i^{\leftarrow} = A_i(E)(1 - f_i^{\rightarrow}(-E)) + B_i(E)f_i^{\rightarrow}(E) + (C_i(E) + D_i(E))f_0(E)$, S - эффективная площадь сечения, $f_0(E)$ - равновесное распределение Ферми, U - напряжение на переходе. В формуле (3.21) ток вычисляется в нормальном двухзонном металле как сумма независимых процессов в двух зонах. При этом он выражается через потоки вероятности нормального отражения $B_i(E)$ электрон подобного возбуждения из i ой зоны нормального металла в i ую, прохождения квазичастичных возбуждений из сверхпроводника $C_i(E)$ и $D_i(E)$ в i ую зону нормального металла, а также андреевского отражения A_i дырочно подобного

возбуждения из $(3 - i)$ ой зоны электрон подобным в i ую зону. Вероятности процессов выражаются через коэффициенты отражения и прохождения следующим образом $A_i = |a_i|^2 q_{3-i} m_i / q_i m_{3-i}$, $B_i = |b_i|^2$, $C_i = |c_i|^2 (|u^+|^2 / m_i - |v^+|^2 / m_{3-i}) k_i^+ / q_i$, $D_i = |d_i|^2 (|u^-|^2 / m_i - |v^-|^2 / m_{3-i}) k_i^- / q_i$ и удовлетворяют условию нормировки:

$$A_i(E) + B_i(E) + C_i(E) + D_i(E) = 1. \quad (3.22)$$

Вероятности различных процессов A_1 (сплошная линия), B_1 (штриховая линия), C_1 (пунктирная линия) и D_1 (штрих пунктирная линия) представлены на рис. 3.4 и 3.5 для различных значений параметра $Z = \frac{m_e H}{k_F}$, где $k_F = \sqrt{2m_e \mu}$. Характерной особенностью представленных на рис. 3.4 и 3.5 коэффициентов является их асимметрия в отрицательной и положительной областях энергии, что является следствием различия эффективных масс электрон подобных возбуждений в зонах двухзонного металла и следующей из этого асимметрии спектра возбуждения относительно нулевого значения энергии.

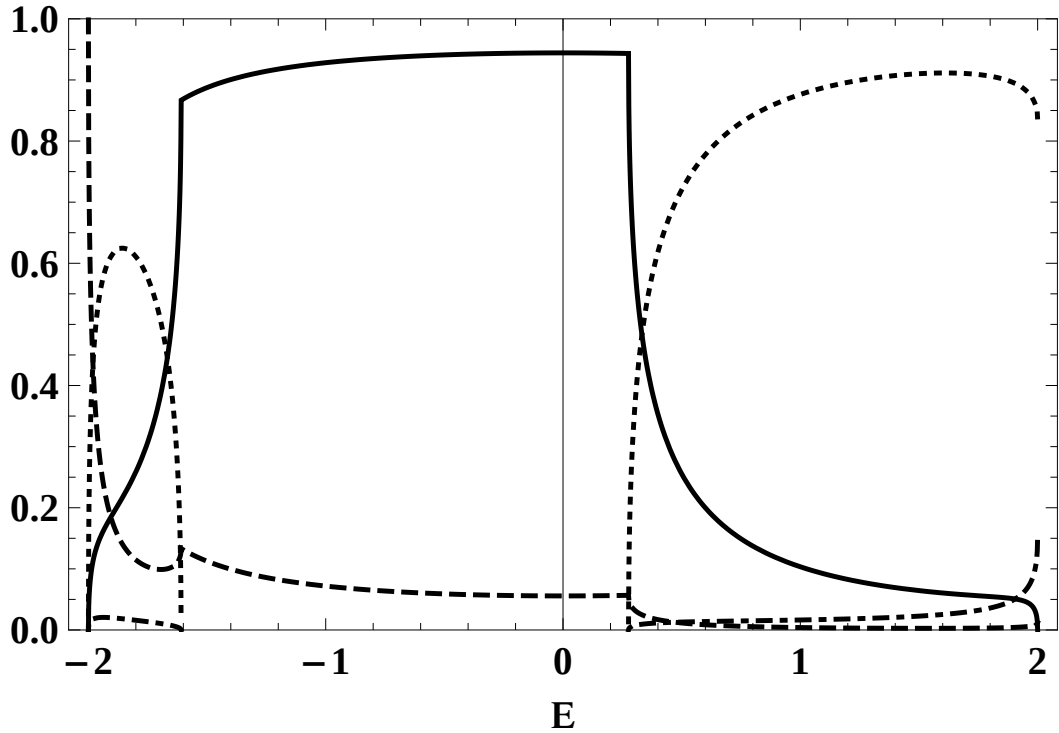


Рис. 3.4. Вероятности A_1 (сплошная линия), B_1 (штриховая линия), C_1 (пунктирная линия) и D_1 (штрих пунктирная линия) различных процессов, соответствующих возбуждению состояний сверхпроводника электрон подобным возбуждением из первой зоны, для значения параметра $Z = 0$

На рис. 3.6 представлена ВАХ рассматриваемого S-N перехода, нормированная на дифференциальную проводимость N-N контакта (контакта двух одинаковых

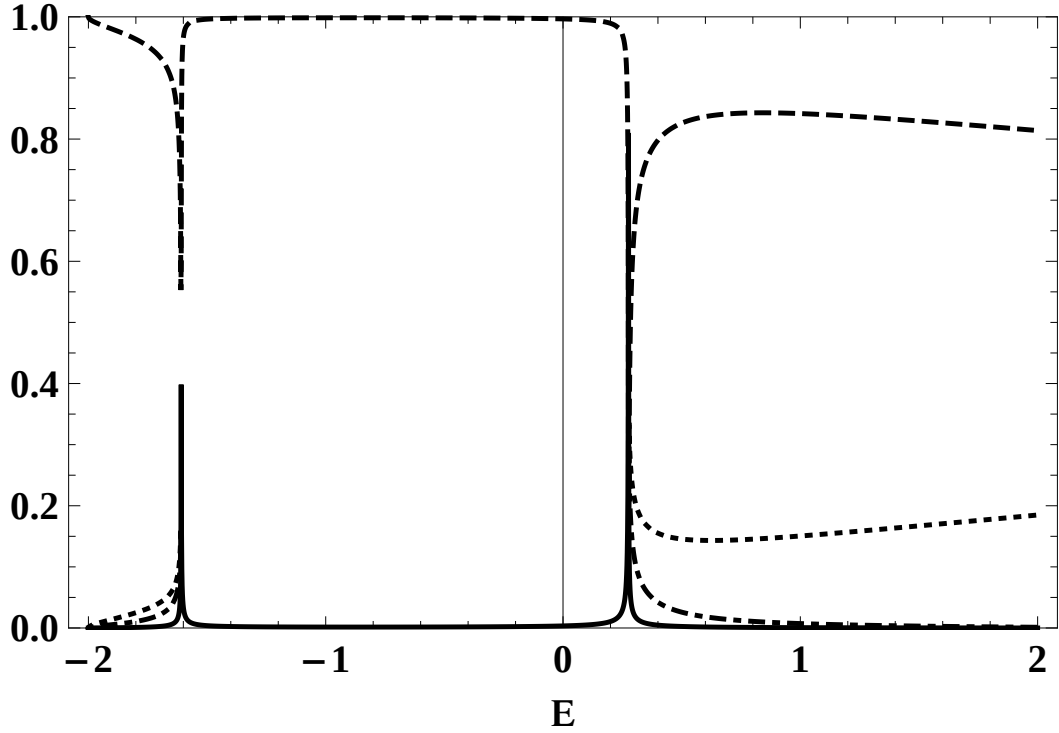


Рис. 3.5. Вероятности A_1 (сплошная линия), B_1 (штриховая линия), C_1 (пунктирная линия) и D_1 (штрих пунктирная линия) различных процессов, соответствующих возбуждению состояний сверхпроводника электрон подобным возбуждением из первой зоны, для значения параметра $Z = 3$

нормальных металлов с $k_F = \sqrt{2m_e\mu}$, для различных значений параметра $Z = \frac{m_e H}{k_F}$. Характерной особенностью представленных на рис. 3.6 ВАХ является их несимметричность по напряжению. Данная особенность является следствием различия эффективных масс электрон подобных возбуждений в зонах двухзонного металла и следующей из этого асимметрии спектра возбуждения относительно нулевого значения энергии, а также следствием того, что $\Delta \sim \mu$. На представленной на рис. 3.6 ВАХ при ненулевом значении параметра Z четко прослеживаются особенности при значениях напряжения $U = \frac{\pm\delta_{1,2}}{e}$, связанных с параметром порядка межзонного спаривания Δ и эффективными массами электрон подобных возбуждений в зонах формулой (3.10).

На вставке к рис. 3.6 представлена дифференциальная проводимость S-N перехода, нормированная на дифференциальную проводимость N-N контакта для различных значений параметра $Z = \frac{m_e H}{k_F}$. В связи с асимметрией в положительной и отрицательной областях энергии вероятностей различных процессов, для дифференциальной проводимости также характерна данная асимметрия. На представленной на вставке к рис. 3.6 зависимости дифференциальной проводимости от напряжения на контакте четко прослеживаются особенности при значениях напряжения $U = \frac{\pm\delta_{1,2}}{e}$, связанных

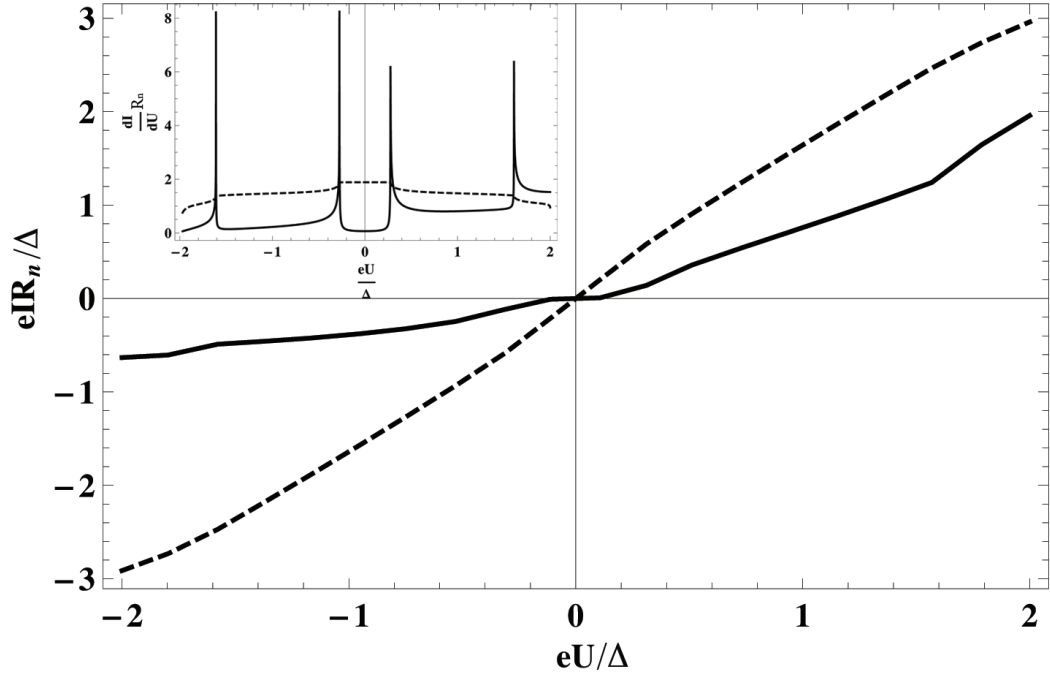


Рис. 3.6. Вольт-амперные характеристики S-N перехода для значений параметра $Z = 0$ (штриховая линия) и $Z = 3$ (сплошная линия) при нулевой температуре. На вставке: Дифференциальная проводимость S-N перехода для значений параметра $Z = 0$ (штриховая линия) и $Z = 3$ (сплошная линия) при нулевой температуре

с параметром порядка межзонного спаривания Δ и эффективными массами электрон подобных возбуждений в зонах формулой (3.10).

3.4 Выводы главы 3

Таким образом, в данной главе рассчитана температурная зависимость параметра порядка сверхпроводника с межзонным спариванием и предложена теория электронного транспорта через S-N переходы. Показано, что различие эффективных масс электронов в зонах двухзонного металла ведет к температурной зависимости параметра порядка, существенно отличающейся от предсказанной в рамках теории БКШ [36]. Также показано, что это различие эффективных масс в зонах приводит к асимметрии по напряжению ВАХ S-N переходов и к появлению особенностей при двух характерных значениях напряжения, несмотря на наличие единого параметра порядка межзонного спаривания. Полученные результаты согласуются с экспериментами [8, 62], в которых наблюдались как две щелевые особенности на ВАХ [8], так и асимметрия ВАХ при положительных и отрицательных значениях напряжения [62].

Глава 4

Тепловой вентиль из сверхпроводящих гетероструктур с различными типами спаривания

В этой главе рассчитывается электронный транспорт тепла через границу многозонного сверхпроводника, описываемого в рамках "минимальной модели" межзонного спаривания, с ферромагнетиком.

В разделе 4.1 находится система уравнений Боголюбова-де-Жена, описывающая систему "многозонный сверхпроводник с межзонным типом спаривания - ферромагнетик". Рассчитываются вероятности процессов нормального отражения, андреевского отражения и прохождения в две зоны сверхпроводника.

В разделе 4.2 рассчитываются зависимости теплового потока через $F - F' - S$ структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания и со сверхпроводником S БКШ типа от напряжения U на переходе, для различных значений угла разориентации θ векторов намагниченности двух граничащих ферромагнитных материалов.

4.1 Свойства рассматриваемой $F - F' - S$ структуры

В данном разделе описываются свойства структуры, изображенной на рис. 4.1. Она представляет собой конструкцию, состоящую из массивного сверхпроводящего (S) электрода, граничащего с ферромагнитной (F') нитью, поперечные размеры которой существенно меньше длины когерентности сверхпроводника. Это условие позволяет не учитывать подавление сверхпроводимости в S электроде из-за эффекта близости и полагать его находящимся в сверхпроводящем состоянии. Ферромагнитная нить, в свою очередь, граничит с массивным ферромагнитным (F) электродом. Оба ферромагнетика являются монокристаллическими материалами с векторами намагниченности лежащими в одной плоскости, например $y - z$, но могут составлять между собой произвольный угол разориентации θ , изменением которого можно управлять тепловым потоком. При этом, не уменьшая общности, можно считать, что в области F угол между вектором

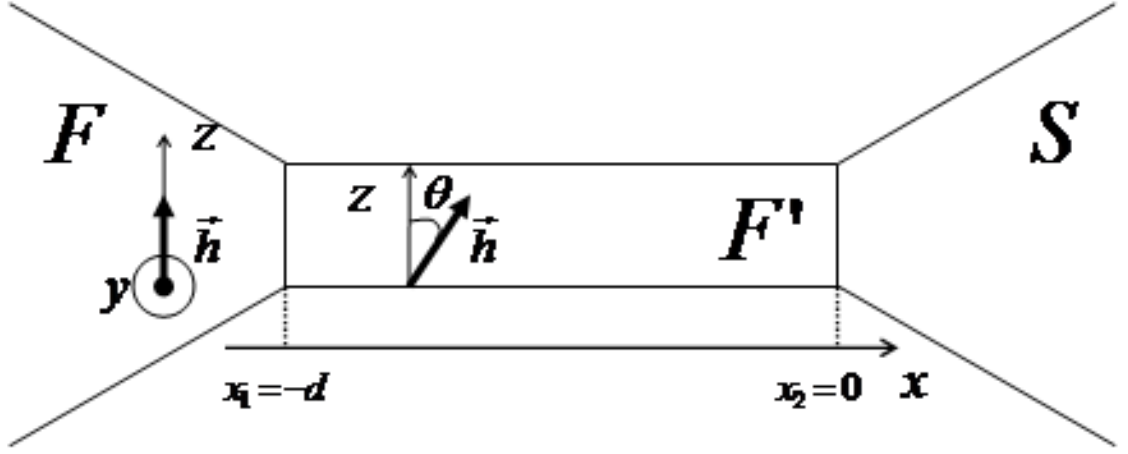


Рис. 4.1. Схематическое изображение рассматриваемой $F - F' - S$ структуры. F, F' - ферромагнетики с различным направлением намагниченности, θ - угол разориентации, S - сверхпроводник

намагниченности и осью z равен 0, а в области F' этот угол (угол разориентации) равен θ . При расчетах мы ограничились случаем прозрачной $F - F'$ границы и считали, что напряжение U , приложенное к структуре, падает на $F' - S$ границе. Также мы считали длину нити меньше упругой длины рассеяния в F' электроде.

Гамильтониан такой системы имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 H &= \sum_j \int d^3r \{ H_{0,j}(\mathbf{r}) + H_{\Delta,j}(\mathbf{r}) + H_{h,j}(\mathbf{r}) \}, \\
 H_{0,j}(\mathbf{r}) &= \sum_{\alpha} \psi_{\alpha,j}^+(\mathbf{r}) \hat{\varepsilon}_j \psi_{\alpha,j}(\mathbf{r}), \\
 H_{\Delta,j}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \Delta(\mathbf{r}) \sum_{\alpha,\beta} (i\sigma_y)_{\alpha,\beta} \psi_{\alpha,j}^+(\mathbf{r}) \psi_{\beta,3-j}^+(\mathbf{r}) + h.c., \\
 H_{h,j}(\mathbf{r}) &= \sum_{\alpha,\beta} (\mathbf{h} \cdot \sigma)_{\alpha,\beta} \psi_{\alpha,j}^+(\mathbf{r}) \psi_{\beta,j}(\mathbf{r}) + h.c.,
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

где индекс $j = 1, 2$ нумерует зоны ферромагнетика, $\alpha(\beta) = \uparrow, \downarrow$ проекции спина, σ матрицы Паули, $\mathbf{h}$ обменное поле, $\psi_{\alpha,j}^+(\mathbf{r}) (\psi_{\alpha,j}(\mathbf{r}))$ полевой оператор рождения (уничтожения) электрона в точке с координатой $\mathbf{r}$, принадлежащего j ой зоне и имеющего проекцию спина α , $\hat{\varepsilon}_j = \left(-\frac{\nabla^2}{2m_j} - E_F - V(\mathbf{r}) \right)$ одночастичный оператор энергии квазичастицы j ой зоны, E_F энергия Ферми, m_j эффективная масса квазичастицы в j ой зоне, $V(\mathbf{r})$ независимый от спина потенциал, $\Delta(\mathbf{r})$ параметр порядка, $h.c.$ обозначает эрмитово сопряжение. Первое слагаемое в фигурных скобках в (4.1) $H_{0,j}(\mathbf{r})$ описывает одночастичный гамильтониан j ой зоны, второе слагаемое $H_{\Delta,j}(\mathbf{r})$ описывает межзонное спаривание электронов [3], а третье слагаемое $H_{h,j}(\mathbf{r})$ описывает обменное взаимодействие

в ферромагнетике [63]. Для большей наглядности аналитических результатов мы предположили, что ферромагнетик также является двухзонным металлом с одинаковым обменным полем $\mathbf{h}$ в зонах. Возможное несовпадение ферромагнитных и сверхпроводящих зон в рассматриваемой структуре не должно качественным образом изменить полученные результаты, поскольку, как было показано в работе [22], межзонное рассеяние на границе двухзонного сверхпроводника с металлом не меняет радикальным образом электронные транспортные свойства такой границы.

Диагонализация гамильтониана (4.1) производится с помощью предложенного нами обобщения канонического преобразования Н. Н. Боголюбова [59] для случая двухзонного сверхпроводника с межзонным типом спаривания, находящегося в контакте с ферромагнетиком. Для этого нужно перейти от базиса, используемого в (4.1) $B_{old} = \{\psi_{2,\uparrow}(\mathbf{r}), \psi_{2,\downarrow}(\mathbf{r}), \psi_{1,\uparrow}^+(\mathbf{r}), \psi_{1,\downarrow}^+(\mathbf{r})\}$, к новому базису $B_{new} = \{c_\uparrow, c_\downarrow, d_\uparrow^+, d_\downarrow^+\}$, где c, d - фермиевские операторы нового базиса:

$$B_{old} = \hat{U} B_{new}, \quad \hat{U} = \begin{pmatrix} u^\uparrow & u^\downarrow & -v^{\uparrow*} & -v^{\downarrow*} \\ u^\downarrow & u^\uparrow & v^{\downarrow*} & v^{\uparrow*} \\ -v^\uparrow & -v^\downarrow & u^{\uparrow*} & u^{\downarrow*} \\ v^\downarrow & v^\uparrow & u^{\downarrow*} & u^{\uparrow*} \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Из условия каноничности унитарного преобразования $\hat{U}$ следует, что координатно-зависимые боголюбовские коэффициенты $u^\alpha(\mathbf{r})$ и $v^\alpha(\mathbf{r})$ должны удовлетворять следующим соотношениям:

$$\sum_\alpha \int d^3r \{ |u^\alpha(\mathbf{r})|^2 + |v^\alpha(\mathbf{r})|^2 \} = 1, \quad (4.3)$$

$$\int d^3r \{ u^{\uparrow*} u^\downarrow + u^{\downarrow*} u^\uparrow + v^{\uparrow*} v^\downarrow + v^{\downarrow*} v^\uparrow \} = 0, \quad (4.4)$$

$$\int d^3r \{ u^\uparrow v^\uparrow - v^\downarrow u^\downarrow \} = 0. \quad (4.5)$$

При этом боголюбовские коэффициенты $u^\alpha(\mathbf{r})$ и $v^\alpha(\mathbf{r})$ находятся в общем случае из решений двух независимых систем уравнений Боголюбова, имеющих следующий вид:

$$\begin{cases} (\hat{\varepsilon}_1 - h_z)u^\uparrow + i h_y u^\downarrow + \Delta v^\downarrow = E u^\uparrow \\ (\hat{\varepsilon}_1 + h_z)u^\downarrow - i h_y u^\uparrow + \Delta v^\uparrow = E u^\downarrow \\ -(\hat{\varepsilon}_2 - h_z)v^\uparrow - i h_y v^\downarrow + \Delta u^\downarrow = E v^\uparrow \\ -(\hat{\varepsilon}_2 + h_z)v^\downarrow + i h_y v^\uparrow + \Delta u^\uparrow = E v^\downarrow \end{cases}, \quad (4.6)$$

$$\begin{cases} (\hat{\varepsilon}_2 - h_z)u^\uparrow + ih_y u^\downarrow + \Delta v^\downarrow = Eu^\uparrow \\ (\hat{\varepsilon}_2 + h_z)u^\downarrow - ih_y u^\uparrow + \Delta v^\uparrow = Eu^\downarrow \\ -(\hat{\varepsilon}_1 - h_z)v^\uparrow - ih_y v^\downarrow + \Delta u^\downarrow = Ev^\uparrow \\ -(\hat{\varepsilon}_1 + h_z)v^\downarrow + ih_y v^\uparrow + \Delta u^\uparrow = Ev^\downarrow \end{cases}. \quad (4.7)$$

Системе (4.6) соответствуют волновые функции в сверхпроводнике, связывающие электрон-подобное возбуждение из зоны 1 с дырочно-подобным возбуждением из зоны 2, а системе (4.7) соответствуют волновые функции в сверхпроводнике, связывающие электрон-подобное возбуждение из зоны 2 с дырочно-подобным возбуждением из зоны 1.

Для расчета электронных тепловых свойств представленной на рис. 4.1 структуры необходимо рассчитать ее волновые функции. Для нее справедливы следующие аппроксимации для обменного поля и для параметра порядка сверхпроводника:

$$\begin{aligned} \mathbf{h}(\mathbf{r}) &= \mathbf{h}(\mathbf{r})\Theta(-x), \\ \Delta(\mathbf{r}) &= \Delta(x) = \Delta\Theta(x), \end{aligned} \quad (4.8)$$

где $\Theta(x)$ - ступеньчатая функция Хэвисайда.

Когерентная волновая функция рассматриваемой структуры находится путем сшивки на $F - F'$ границе с координатой $x_1 = -d$ (см. рис. 4.1) волновых функций в области F - Ψ_F и в области F' - $\Psi_{F'}$; и на $F' - S$ границе с координатой $x_2 = 0$ волновой функции $\Psi_{F'}$ и волновой функции в сверхпроводящей области S - Ψ_S . В случае δ - функциональных потенциальных барьеров на границах, $V_i(x) = W_i\delta(x - x_i)$ (константа $W_1 = 0$ отвечает прозрачной $F - F'$ границе, а константа W_2 отвечает $F' - S$ границе), граничные условия имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \Psi|_{x_i+0} = \Psi|_{x_i-0} \\ \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x_i+0} - \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x_i-0} = 2W_i\hat{M}\psi(0) \end{cases}, \quad (4.9)$$

где матрица $\hat{M}$ является диагональной 4×4 матрицей с элементами на главной диагонали $m_{ii} = m_e$, а m_e - масса свободного электрона [60], [61].

При этом когерентная волновая функция всей $F - F' - S$ структуры будет суперпозицией волновых функций, возбуждаемых равновесными квазичастицами из

ферромагнитного F и сверхпроводящего S резервуаров. Например, при возбуждении квазичастичных состояний рассматриваемой системы электроном из “ $\uparrow$ ” спиновой подзоны первой зоны ферромагнетика, волновая функция в области F - $\Psi_F^\uparrow$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\Psi_F^\uparrow = & (1, 0, 0, 0)^T e^{iq_1^\uparrow x} + b_1^\uparrow (1, 0, 0, 0)^T e^{-iq_1^\uparrow x} + \\ & + b_1^\downarrow (0, 1, 0, 0)^T e^{-iq_1^\downarrow x} + a_1^\downarrow (0, 0, 0, 1)^T e^{iq_2^\downarrow x} + \\ & + a_1^\uparrow (0, 0, 1, 0)^T e^{iq_2^\uparrow x}.\end{aligned}\quad (4.10)$$

Здесь верхний индекс T означает операцию транспонирования. Волновая функция в области F' - $\Psi_{F'}$ представима в следующей форме:

$$\begin{aligned}\Psi_{F'} = & g_1(u_F^\uparrow, u_F^\downarrow, 0, 0)^T e^{iq_1^\uparrow x} + g_2(u_F^\downarrow, u_F^\uparrow, 0, 0)^T e^{iq_1^\downarrow x} + \\ & + g_3(u_F^\uparrow, u_F^\downarrow, 0, 0)^T e^{-iq_1^\uparrow x} + g_4(u_F^\downarrow, u_F^\uparrow, 0, 0)^T e^{-iq_1^\downarrow x} + \\ & + g_5(0, 0, v_F^\uparrow, v_F^\downarrow)^T e^{iq_2^\uparrow x} + g_6(0, 0, v_F^\downarrow, v_F^\uparrow)^T e^{iq_2^\downarrow x} + \\ & + g_7(0, 0, v_F^\uparrow, v_F^\downarrow)^T e^{-iq_2^\uparrow x} + g_8(0, 0, v_F^\downarrow, v_F^\uparrow)^T e^{-iq_2^\downarrow x},\end{aligned}\quad (4.11)$$

а в сверхпроводящей области S для волновой функции Ψ_S имеем:

$$\begin{aligned}\Psi_S = & c_1^\uparrow (1, 0, 0, a_1^+)^T e^{ik_1^+ x} + d_1^\uparrow (1, 0, 0, a_1^-)^T e^{-ik_1^- x} + \\ & + c_1^\downarrow (0, 1, a_1^+, 0)^T e^{ik_1^+ x} + d_1^\downarrow (0, 1, a_1^-, 0)^T e^{ik_1^- x}.\end{aligned}\quad (4.12)$$

Волновая функция, записанная в форме (4.10) - (4.12), удовлетворяет соотношениям (4.3) - (4.5). Наличие в волновой функции в области F ферромагнетика (4.10) отраженной электронной волны с измененным спином $b_1^\downarrow$ и андреевски отраженной волны со спиновым индексом, совпадающим со спиновым индексом падающей электронной волны $a_1^\uparrow$, отражает наличие в рассматриваемой структуре сверхпроводящих триплетных корреляций. В формулах (4.10), (4.11) волновые вектора q_i^α соответствуют различным электронным и дырочным спиновым подзонам различных зон ферромагнетика и имеют следующий вид: $q_i^\alpha = \sqrt{2m_i(E_F \pm h_0 - (-1)^i E)}$, где $\alpha = \uparrow$ соответствует знак “+” в выражении под корнем для q_i^α , а $\alpha = \downarrow$ соответствует знак “-”, h_0 - модуль вектора $\mathbf{h}$. Когерентные факторы в ферромагнитной области F' u_F^α, v_F^α связаны с углом разориентации θ следующим образом: $u_F^\uparrow = v_F^\uparrow = \cos(\theta/2)$, $u_F^\downarrow = v_F^\downarrow = i \sin(\theta/2)$. В формуле (4.12),

описывающей волновую функцию Ψ_S в сверхпроводящей области, волновые вектора $k_1^\pm$ ($k_1^+ > k_1^- > 0$) определяются из уравнения $E_1(k) = E$, где выражение для дисперсионного соотношения $E_1(k) = \left((\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \pm \sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 + \Delta^2} \right) / 2$, $\varepsilon_i = k^2 / 2m_i - E_F$ следует из систем уравнений (4.6), (4.8). Входящие в формулу (4.12) коэффициенты андреевского отражения $a_1^\pm$ определяются следующим образом: $a_1^\pm = (E - \varepsilon_1(k_1^\pm)) / \Delta$. Неизвестные коэффициенты в выражениях для волновых функций (4.10)-(4.12) находятся путем сшивки этих волновых функций на границах с координатами $x_i = -d, 0$ с помощью граничных условий (4.9).

4.2 Электронный транспорт тепла в $F - F' - S$ структуре

Выражение для потока тепла J для одной поперечной моды $F - F' - S$ микросужения имеет следующий вид:

$$J = \frac{1}{2\pi} \int (\varepsilon - eV) \sum_{i,\alpha} \{f_{i,\alpha}^{\rightarrow}(E) - f_{i,\alpha}^{\leftarrow}(E)\} dE, \quad (4.13)$$

где $i = 1, 2$ - номер зоны, $\alpha = \uparrow, \downarrow$ - проекции спина, $f_{i,\alpha}^{\rightarrow} = f_0(E - eU)$, $f_{i,\alpha}^{\leftarrow} = A_i^\alpha(E)(1 - f_{i,\alpha}^{\rightarrow}(-E)) + B_i^\alpha(E)f_{i,\alpha}^{\rightarrow}(E) + (C_i^\alpha(E) + D_i^\alpha(E))f_0(E)$, $f_0(E)$ - равновесное распределение Ферми, U - напряжение на переходе. При интегрировании по энергии в формуле (4.13) мы учитываем только те значения энергии, которые соответствуют отличным от нуля плотностям состояний квазичастичных возбуждений F и S резервуаров. В формуле (4.13) ток вычисляется в ферромагнитной области F вблизи от границы с F' как сумма независимых процессов в каждой из зон ферромагнетика. При этом поток тепла в формуле (4.13) выражается через потоки вероятности нормального отражения $B_i^\alpha(E)$ электрона из различных спиновых подзон α, β i -ой зоны ферромагнетика F в спиновую подзону α той же зоны i , прохождения квазичастичных возбуждений из сверхпроводника $C_i^\alpha(E)$ и $D_i^\alpha(E)$ в α спиновую подзону i -ой зоны ферромагнетика F , а также андреевского отражения A_i^α “дырки” из $(3 - i)$ -ой зоны и различных спиновых подзон α, β электроном в спиновую подзону α i -ой зоны ферромагнетика F . Вероятности процессов A_i^α , $B_i^\alpha(E)$, $C_i^\alpha(E)$ и $D_i^\alpha(E)$ представимы в виде:

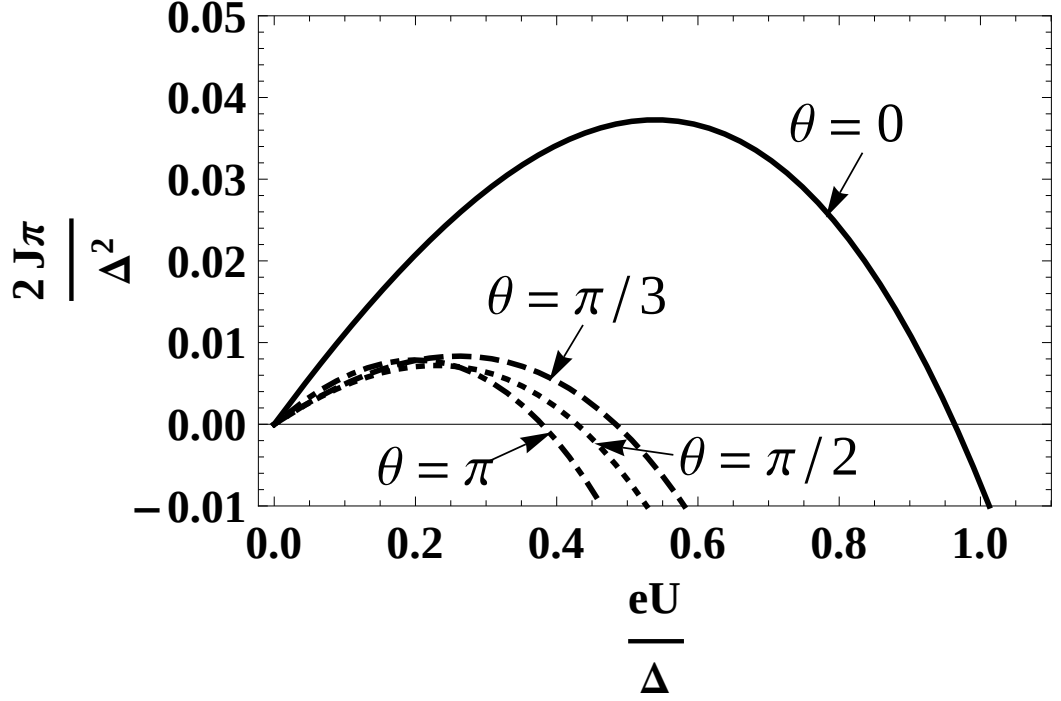


Рис. 4.2. Зависимость теплового потока J через $F-F'-S$ структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания от напряжения U на переходе, для различных значений угла разориентации θ . Прозрачность $S-F'$ границы равна 0.5, толщина F' -слоя l такая, что $lk_F = 30$, температура $T = 0.38\Delta$, $h_0 = 1.05E_F$

$$\begin{aligned}
A_i^\alpha &= |a_i^\alpha|^2 \frac{q_{3-i}^\alpha m_i}{q_i^\alpha m_{3-i}} + |a_i^\beta|^2 \frac{q_{3-i}^\beta m_i}{q_i^\alpha m_{3-i}}, \\
B_i^\alpha &= |b_i^\alpha|^2 + |b_i^\beta|^2 \frac{q_i^\beta}{q_i^\alpha}, \\
C_i^\alpha &= (|c_i^\alpha|^2 + |c_i^\beta|^2) \left(1 - |a_i^+|^2 \frac{m_i}{m_{3-i}} \right) \frac{k_i^+}{q_i^\alpha}, \\
D_i^\alpha &= (|d_i^\alpha|^2 + |d_i^\beta|^2) \left(1 - |a_i^-|^2 \frac{m_i}{m_{3-i}} \right) \frac{k_i^-}{q_i^\alpha},
\end{aligned} \tag{4.14}$$

где $\alpha \neq \beta$, и удовлетворяют условию нормировки:

$$A_i^\alpha(E) + B_i^\alpha(E) + C_i^\alpha(E) + D_i^\alpha(E) = 1. \tag{4.15}$$

На рис. 4.2 представлена величина теплового потока J через рассматриваемую структуры, рассчитанного по формулам (4.13), (4.14) как функция напряжения U для различных значений угла разориентации θ . Положительная величина теплового потока соответствует эффекту охлаждения F ферромагнетика. В численных расчетах мы считали прозрачность $S-F'$ границы равной 0.5, толщину F' -слоя l такой, что $lk_F = 30$, где $k_F = \sqrt{2m_e E_F}$, температуру $T = 0.38\Delta$, что близко к оптимальному

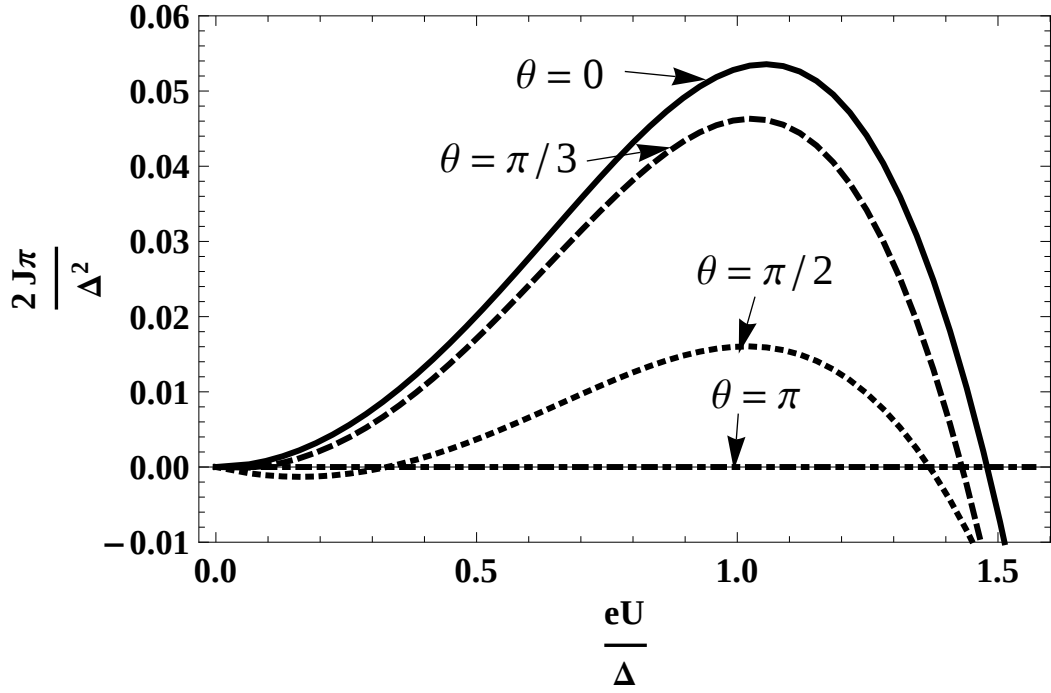


Рис. 4.3. Зависимость теплового потока J через $F - F' - S$ структуру со сверхпроводником S БКШ типа от напряжения U на переходе, численно рассчитанная для различных значений угла разориентации θ . Прозрачность $S - F'$ границы равна 0.99, толщина F' - слоя l такая, что $lk_F = 40$, температура $T = 0.38\Delta_{BCS}$, $h_0 = 1.05E_F$

значению. При численных расчетах для данного и последующих рисунков мы брали следующее значение для величины обменного поля: $h_0 = 1.05E_F$. Из рис. 4.2 следует, что увеличение угла разориентации θ от 0 до π приводит к существенному уменьшению величины теплового потока, не доводя его однако до нулевого значения при $\theta = \pi$. Для сравнения на рис. 4.3 нами представлены результаты численных расчетов теплового потока J , проведенных нами для аналогичной $F - F' - S$ структуры, в которой сверхпроводник S является обычным однозонным БКШ сверхпроводником. При численных расчетах мы считали прозрачность $S - F'$ границы равной 0.99, толщину F' - слоя l такой, что $lk_F = 40$, температуру $T = 0.38\Delta_{BCS}$, где Δ_{BCS} - модуль параметра порядка сверхпроводника БКШ типа. Из рис. 4.3 следует, что в $F - F' - S$ структуре со сверхпроводником БКШ типа увеличение угла разориентации θ до значения $\theta = \pi$ (антипараллельное направление намагниченности в F и F' ферромагнетиках) приводит к полному подавлению теплового потока охлаждения. Подавление теплового потока охлаждения при увеличении угла разориентации θ является следствием уменьшения эффективной обменной энергии $F - F'$ слоя рассматриваемой гетероструктуры. Подобное подавление теплового потока охлаждения в сверхпроводниковом рефрижераторе Пельтье типа с ферромагнетиком с однородной намагниченностью при уменьшении

обменной энергии в ферромагнетике было продемонстрировано ранее в работе [64]. В чистых структурах с неоднородной намагниченностью эффект уменьшения эффективной обменной энергии $F - F'$ слоя при увеличении угла разориентации был рассмотрен в работе [65] при изучении эффекта Джозефсона в $S - F - F' - S$ структуре. Однако в $S - F - F' - S$ структуре этот эффект ведет к увеличению критического тока [65]. Необходимо отметить, что тепловой поток в $F - F' - S$ структуре со сверхпроводником БКШ типа (рис. 4.3) достигает максимума вблизи значения напряжения $U = \Delta/e$ [64], в то время как в структурах с межзонным типом спаривания максимальное значение теплового потока достигается при существенно меньших значениях напряжения (рис. 4.2). Это объясняется тем, что эффективное значение щели сверхпроводника с межзонным типом спаривания, проявляющееся в виде особенности на вольт - амперной характеристике $S - N$ (сверхпроводник - нормальный металл) перехода и характеризующее соответствующий рефрижератор Пельтье типа, меньше величины межзонного параметра порядка.

На рис. 4.4 представлены результаты численных расчетов максимального по напряжению теплового потока J рассматриваемой $F - F' - S$ структуры со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания, рассчитанный по формулам (4.13), (4.14) как функция прозрачности $F' - S$ слоя D для различных значений угла разориентации $\theta = 0, \pi/2, 3\pi/4$. При численных расчетах мы считали толщину F' - слоя l такой, что $lk_F = 30$, значение температуры $T = 0.38\Delta$ мы взяли близкой к оптимальной. Из рис. 4.4 следует, что с увеличением угла разориентации θ приблизительно до $\pi/2$ величина максимального теплового потока существенно уменьшается. Дальнейшее увеличение θ не меняет существенным образом вид зависимости $J(D)$. При увеличении θ меняется вид зависимости $J(D)$: при $\theta = 0$ величина теплового потока монотонно растет с ростом прозрачности $F' - S$ слоя, достигая своего максимального значения при $D = 1$. При этом величина этого максимального значения теплового потока примерно в 40 раз больше соответствующего максимального теплового потока, достигаемого в $S - I - N$ (сверхпроводник - изолятор - нормальный металл) структуре [66]. С ростом угла разориентации θ функция $J(D)$ имеет максимум при $D < 1$ и вид зависимости $J(D)$ становится схожим с аналогичной зависимостью, рассчитанной ранее для $S - I - N$ структур [66] со сверхпроводником БКШ типа.

Для сравнения на рис. 4.5 представлены результаты численных расчетов максимального по напряжению теплового потока J $F - F' - S$ структуры со сверхпроводником

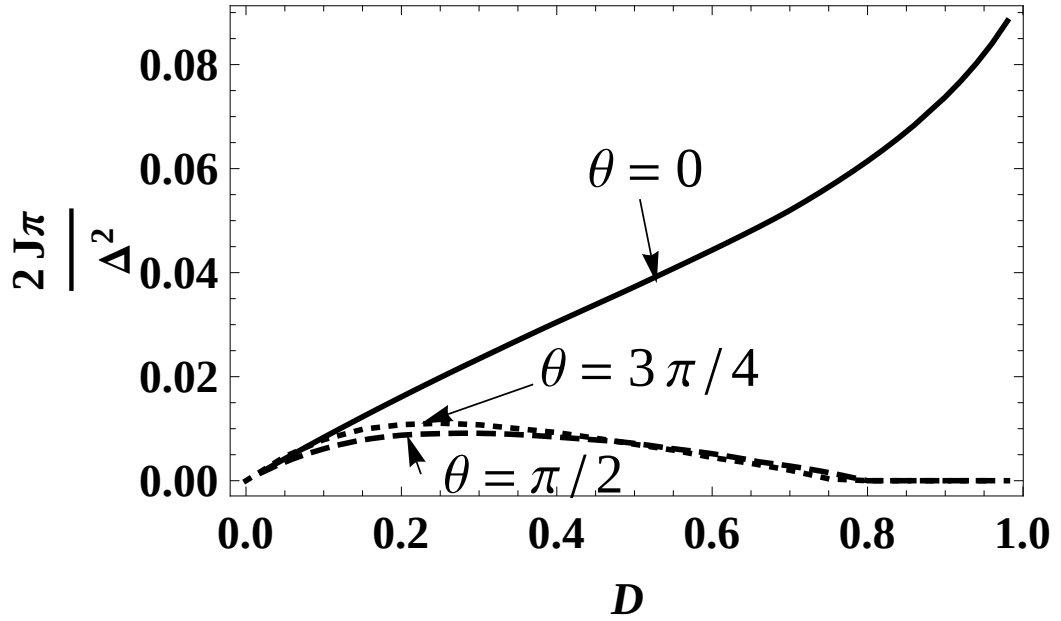


Рис. 4.4. Зависимость максимального теплового потока через $F - F' - S$ структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания от прозрачности D $S - F'$ границы, для различных значений угла разориентации θ . Толщина F' - слоя l такая, что $lk_F = 30$, температура $T = 0.38\Delta$, $h_0 = 1.05E_F$

S БКШ - типа как функция прозрачности D $F' - S$ слоя для различных значений угла разориентации $\theta = 0, \pi/2, 3\pi/4$. При численных расчетах нами использовались те же значения параметров $F - F' - S$ структуры, что и при расчетах представленных на рис. 4.4 зависимостей $J(D)$ $F - F' - S$ структуры с сверхпроводником S с межзонным типом спаривания. Из сравнения рис. 4.4 с рис. 4.5 следует, что изменение типа спаривания в сверхпроводнике $F - F' - S$ структуры не меняет качественным образом вид зависимости $J(D)$ при различных значениях угла разориентации θ .

На рис. 4.6 представлены зависимости абсолютных максимумов (по напряжению U и прозрачности $F' - S$ слоя D) теплового потока J от угла разориентации θ $F - F' - S$ структур с сверхпроводником S с межзонным типом спаривания (сплошная линия) и с сверхпроводником S БКШ типа (пунктир). Из сравнения представленных на рис. 4.6 зависимостей следует, что тепловой поток в $F - F' - S$ структуре с сверхпроводником S с межзонным типом спаривания убывает с увеличением угла разориентации θ существенно быстрее, нежели чем тепловой поток $F - F' - S$ структуры с сверхпроводником S БКШ типа. Немонотонная зависимость от угла разориентации θ теплового потока $F - F' - S$ структуры со сверхпроводником S БКШ типа с локальным максимумом при $\theta \approx 0.7$ может быть объяснена конкуренцией двух процессов, один из которых ведет к увеличению теплового потока, а другой к его уменьшению. К

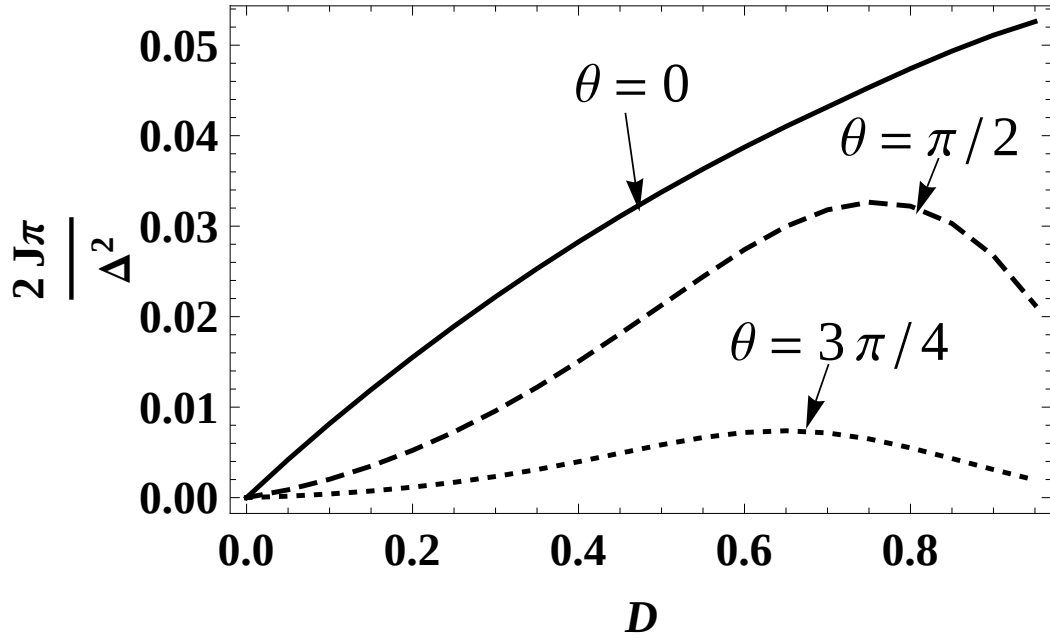


Рис. 4.5. Зависимость максимального теплового потока через $F - F' - S$ структуру со сверхпроводником S БКШ типа от прозрачности D $S - F'$ границы, численно рассчитанная для различных значений угла разориентации θ . Толщина F' - слоя l такая, что $lk_F = 40$, температура $T = 0.38\Delta_{BCS}$, $h_0 = 1.05E_F$

уменьшению теплового потока ведет увеличение андреевского отражения при увеличении разориентации направлений намагниченности в ферромагнитных слоях, а к его увеличению ведет увеличение прозрачности $F - F' - S$ структуры, также имеющее место при увеличении разориентации направлений намагниченности в ферромагнитных слоях до значения $\theta = \pi/2$ из-за наведения в структуре дальнедействующих триплетных корреляций [67]. Конкуренция этих двух процессов ведет к появлению локального максимума при $\theta \approx 0.7$ на зависимости теплового потока J от угла разориентации θ для сверхпроводника БКШ типа, представленной пунктирной линией на рис. 4.6.

Также нами была проанализирована зависимость теплового потока $F - F' - S$ структур с сверхпроводником S с межзонным типом спаривания и сверхпроводником S БКШ типа при коллинеарных направлениях намагниченности в ферромагнитных слоях от величины обменного поля h_0 в ферромагнетиках. Нами было показано, что существенное увеличение теплового потока $F - S$ структур по сравнению с $S - I - N$ структурами происходит начиная только со значений $h_0 \geq 0.95E_F$.

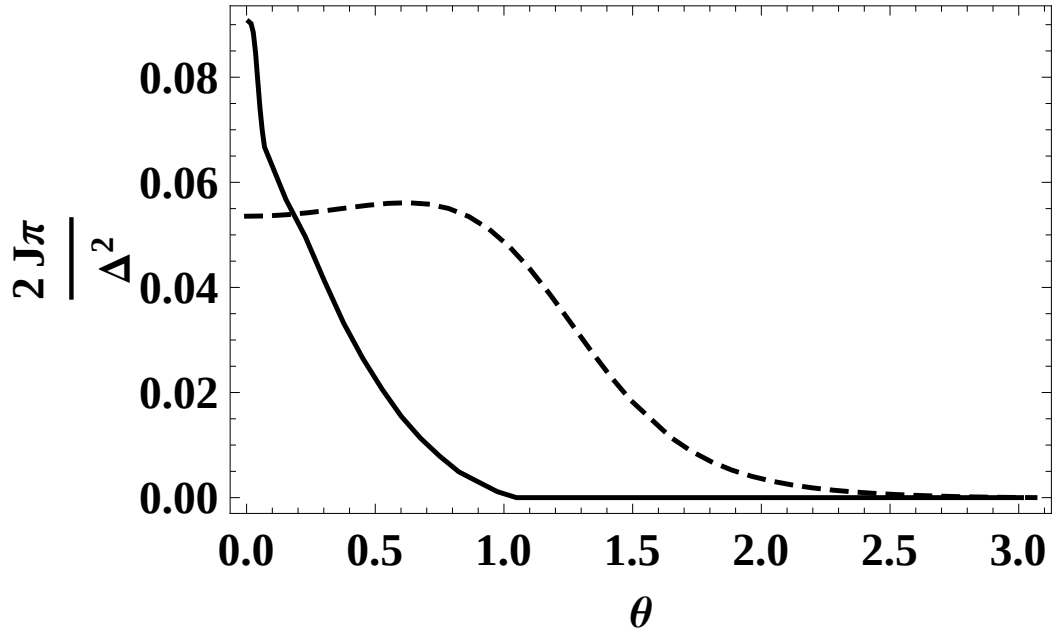


Рис. 4.6. Зависимость максимального теплового потока через $F - F' - S$ структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания (сплошная линия) и БКШ типа (пунктир) от угла разориентации θ . Прозрачность $S - F'$ границы равна 0.99, толщина F' -слоя l такая, что $lk_F = 40$, температура $T = 0.38\Delta$, $h_0 = 1.05E_F$

4.3 Выводы главы 4

В данной главе теоретически исследован эффект управления тепловым потоком охлаждения в $F - F' - S$ структурах, где F, F' - ферромагнетики с различным направлением намагниченности, а S - сверхпроводник с межзонным типом спаривания или сверхпроводник БКШ типа. Было показано, что для обоих типов спаривания возможно эффективное управление величиной теплового потока охлаждения путем изменения угла разориентации направлений намагниченности θ . Продemonстрировано также существенное увеличение величины теплового потока охлаждения в $F - F' - S$ структурах с различным типом спаривания и коллинеарным направлением намагниченностей в ферромагнитных F, F' слоях по сравнению с величиной теплового потока охлаждения в $S - I - N$ структуре.

Глава 5

Электронный транспорт тепла в контакте нормального металла и многозонного сверхпроводника. Подход матрицы рассеяния.

В этой главе теоретически исследуется транспорт тока и тепла через границу двухзонного сверхпроводника и нормального металла в терминах матрицы рассеяния для двух наиболее популярных - $s_{\pm}$ и s_{++} - моделей сверхпроводящего спаривания.

В разделе 5.1 развит подход к описанию исследуемого S-N контакта в терминах матрицы рассеяния на границе. Записаны волновые функции в нормальном металле и сверхпроводнике в рамках двухзонной модели.

В разделе 5.2 численно рассчитаны зависимости теплового потока J от прозрачности при оптимальном напряжении на переходе для различных значений параметра межзонного хоппинга в $s_{\pm}$ и s_{++} моделях, а также исследована зависимость теплопроводности чистой границы новых двухзонных сверхпроводников с нормальным металлом от температуры с целью оценки возможности применения таких сверхпроводников в болометрических устройствах.

5.1 Матрица рассеяния контакта нормальный металл/двухзонный сверхпроводник

В данной главе рассматривается микросужение между нормальным металлом и двухзонным сверхпроводником с характерным размером d много меньшим длины когерентности сверхпроводника ξ и упругой l и неупругой l_{in} характерных длин свободного пробега. Условие $d \ll \xi$ позволяет пренебречь сверхпроводящими свойствами микросужения [68] 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 [69] от двух независимых сверхпроводящих

конденсатов в двухзонном сверхпроводнике [4], что существенно упрощает рассмотрение данной задачи.

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

$$\hat{\Psi}_{out}^e = \hat{S} \times \hat{\Psi}_{in}^e. \quad (5.1)$$

В формуле (5.1) 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 отражённых 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 её нахождение слева (справа) от рассеивателя. Дырочные состояния в нормальном микросужении связаны соотношением, подобным (5.1):

$$\hat{\Psi}_{out}^h = \hat{S}^h \times \hat{\Psi}_{in}^h, \quad (5.2)$$

причём [68] $\hat{S}^h = \hat{S}^*$. В формуле (5.2) верхний индекс h у столбцов $\hat{\Psi}$ обозначает дырочный тип рассеиваемых волн.

Электронные и дырочные волновые функции нормального микросужения, входящие в формулы (5.1,5.2), не являются независимыми, а связаны процессом андреевского отражения от двухзонного сверхпроводника [68,69]. Например, электронные и дырочные состояния в микросужении, созданные электроном из зоны 1 нормального металла, описываются уравнениями (5.1),(5.2) со столбцами:

$$\hat{\Psi}_{in}^e = [1, a_1 x_1, 0, a_2 x_2]^T, \quad (5.3)$$

$$\hat{\Psi}_{out}^e = [b_1^1, y_1, b_2^1, y_2]^T, \quad (5.4)$$

$$\hat{\Psi}_{in}^h = [0, a_1 y_1, 0, a_2 y_2]^T, \quad (5.5)$$

$$\hat{\Psi}_{out}^h = [p_1, x_1, p_2, x_2]^T, \quad (5.6)$$

где a_i - коэффициенты андреевского отражения от сверхпроводящего конденсата i - ой зоны, и также предполагаем, что нормальный металл находится слева от границы со сверхпроводником. Единица в первой строке столбца (5.3) соответствует возбуждению электронных и дырочных состояний микросужения электроном из первой зоны нормального металла. Из уравнений (5.1) - (5.6) 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 зону 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 - ой зоны (обозначаем их $a_i^j, j = 1, 2$). При расчёте 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 (5.3), (5.5) не будет равной 1, как в (5.3), а будет равной $J_j = \sqrt{1 - |a_j|^2}$ [68] для случая возбуждения из j - ой зоны. Созданные электрон - подобными возбуждениями из j - ой зоны двухзонного сверхпроводника амплитуды двигающихся в сторону нормального металла электронных волн обозначим c_i^j . Амплитуды аналогичных состояний, созданные дырочно - подобными возбуждениями, 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 $a_i(\varepsilon)$ описываются выражением, соответствующим процессу андреевского отражения от чистой и прозрачной NS (нормальный металл - сверхпроводник) границы:

$$a_i(\varepsilon) = \frac{1}{\Delta_i} \begin{cases} \varepsilon - \text{sign}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta_i^2}, & |\varepsilon| > |\Delta_i| \\ \varepsilon - i \sqrt{\Delta_i^2 - \varepsilon^2}, & |\varepsilon| < |\Delta_i| \end{cases}. \quad (5.7)$$

При этом знаки параметров порядка Δ_i сверхпроводящих конденсатов различных зон, входящих в формулу (5.7), определяют тип симметрии рассматриваемого двухзонного сверхпроводника. Одинаковым знакам Δ_i соответствуют s_{++} симметрия, в то время как

противоположенным знакам отвечает $s_{\pm}$ симметрия.

Рассчитанные из уравнений (5.1) - (5.6) 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 (5.1) содержит избыточную информацию, отражённую в числе независимых параметров матрицы рассеяния $\hat{S}$, число которых, в общем случае, равно восьми. Число независимых параметров модели можно существенно уменьшить, воспользовавшись, например, феноменологическим гамильтонианом работы [22], описывающим интенсивность межзонного рассеяния путем введения параметра межзонного хоппинга α_0 , наряду с высотой внутризонного барьера H . В этой модели для матрицы рассеяния $\hat{S}$ можно получить следующее выражение:

$$\hat{S} = \frac{1}{\Gamma} \begin{bmatrix} S_{ii} & 1 + iZ & -i\alpha & -i\alpha \\ 1 + iZ & S_{ii} & -i\alpha & -i\alpha \\ -i\alpha & -i\alpha & S_{ii} & 1 + iZ \\ -i\alpha & -i\alpha & 1 + iZ & S_{ii} \end{bmatrix}. \quad (5.8)$$

В матрице (5.8) 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 [22]. Матрица рассеяния $\hat{S}$, приведённая к форме (5.8), 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 (5.8) 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 (5.1) - (5.6) 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 -ой зоне двухзонного металла,двигающихся к NS границе в сторону сверхпроводника есть смещённое 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 -ой зоне создаются описанными выше тремя процессами [40, 68]: электрон - подоб-

ные 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 приведённых выше выражениях для вероятности процессов на NS границе учитывается 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 (5.1) - (5.8) условием нормировки:

$$A_i^\Sigma + B_i^\Sigma + C_i^\Sigma + D_i^\Sigma = 1, \quad (5.9)$$

являющимся следствием равенства потоков частиц из нормального металла и сверхпроводника при термодинамическом равновесии [40].

Необходимо отметить, что условие нормировки (5.9) не выполнялось для всех значений энергии для аналогичного соотношения работы [23]. Также выполнение условия нормировки потоков не обсуждалось в предложенных в работах [22, 26] схемах расчёта проводимости контакта нормального металла с двухзонным сверхпроводником. Отметим, что в общем случае условие нормировки (5.9) 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 (5.3) - (5.6), 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 (5.1) - (5.8), можно показать, что это соотношение выполняется в рассмотренной модели.

Условие (5.9) позволяет записать выражение для распределения электронов по энергиям $f_i^{\leftarrow}(\varepsilon)$,двигающихся от NS границы в сторону нормального металла в виде:

$$\begin{aligned} f_i^{\leftarrow}(\varepsilon) = & A_i^\Sigma(\varepsilon) [1 - f_i^{\rightarrow}(-\varepsilon)] + B_i^\Sigma(\varepsilon) f_i^{\rightarrow}(\varepsilon) + \\ & + [1 - A_i^\Sigma(\varepsilon) - B_i^\Sigma(\varepsilon)] f_F(\varepsilon). \end{aligned} \quad (5.10)$$

5.2 Транспорт тепла в контакте нормальный металл/двухзонный сверхпроводник

Из формулы (5.10) следует выражение для электрического тока I и потока тепла J для одной поперечной моды микросужения:

$$\begin{bmatrix} I \\ J \end{bmatrix} = \frac{1}{\pi\hbar} \int d\varepsilon \begin{bmatrix} 1 \\ \varepsilon - eV \end{bmatrix} \sum_i (f_i^{\rightarrow}(\varepsilon) - f_i^{\leftarrow}(\varepsilon)), \quad (5.11)$$

являющиеся обобщением на двухзонный случай соотношений работ [40, 66].

Использование феноменологического гамильтониана работы [22] для получения элементов матрицы рассеяния (5.8) предопределило схожесть наших результатов для транспорта электрического тока с результатами работы [22]. Проведённый численный анализ первой формулы в (5.11) показал отсутствие резких подщелевых особенностей в проводимости в $s_{\pm}$ модели, подобных предсказанным в работе [23]. Возможно лишь формирование достаточно плавного пика проводимости сразу за меньшей щелью при больших значениях эффективной амплитуды межзонного хоппинга $\alpha > Z$, предсказанного в работе [22]. Также необходимо отметить резонансное усиление тока через микросужения при $\alpha = Z$, не обсуждённое в работе [22].

Транспорт электрического тока через NS границу нормального металла со сверхпроводником сопровождается транспортом тепла [66, 70]. 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 [66, 70]. 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 [69]. Оба упомянутых термоэффекта на NS границах усиливаются с увеличением модуля параметра порядка сверхпроводника [66, 69]. Поэтому теоретический анализ транспорта тепла через границу двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом важен для микрорефрижераторных и болометрических применений [66, 70] из-за большой критической температуры T_c новых двухзонных сверхпроводников.

На рис. 5.1 представлены зависимости теплового потока J от напряжения V на NS переходе, рассчитанные численно из уравнений (5.1)-(5.8), (5.10), (5.11), для $s_{\pm}$,

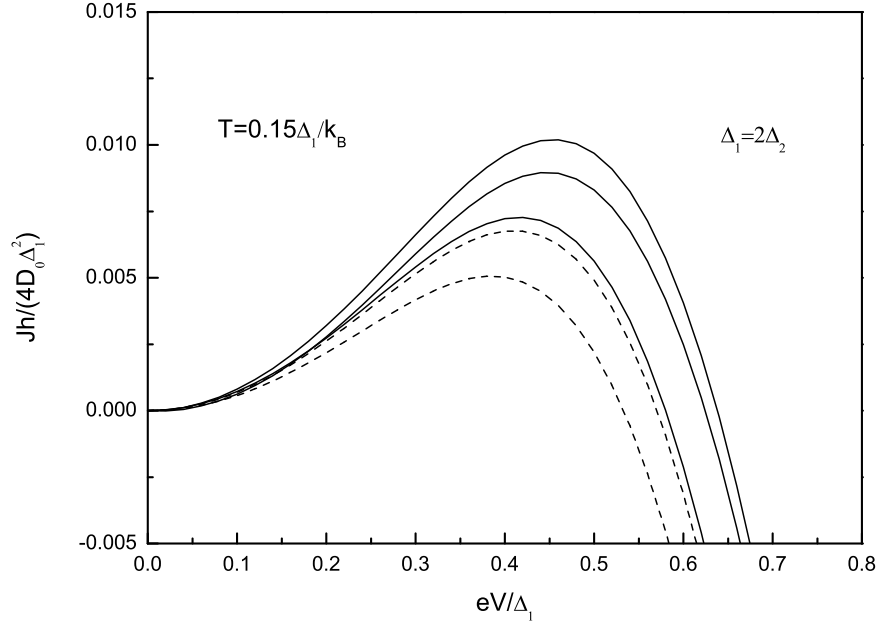


Рис. 5.1. Зависимости теплового потока J от напряжения V , рассчитанные численно для различных значений параметра межзонного хоппинга α в $s_{\pm}$, s_{++} моделях. Сплошные линии соответствуют $s_{\pm}$ модели и случаю $\alpha = 0$, пунктир - s_{++} модель. Значения параметра межзонного хоппинга α для кривых на рисунке, сверху вниз: $\alpha = 60, 30, 0, 2, 4$

s_{++} моделей и различных значений параметра межзонного хоппинга α при фиксированном параметре внутризонной прозрачности Z . Вычисления производились при соотношениях между параметрами порядка 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_{++} модель. Из вида кривых на рис. 5.1 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. 5.2 представлены рассчитанные численно из уравнений (5.1)-(5.8), (5.10),(5.11) 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 расчётах считалась равной $T = 0.2\Delta_1/k_B$, соотношение между параметрами порядка зон $\Delta_1 = 2\Delta_2$. Из рис. 5.2

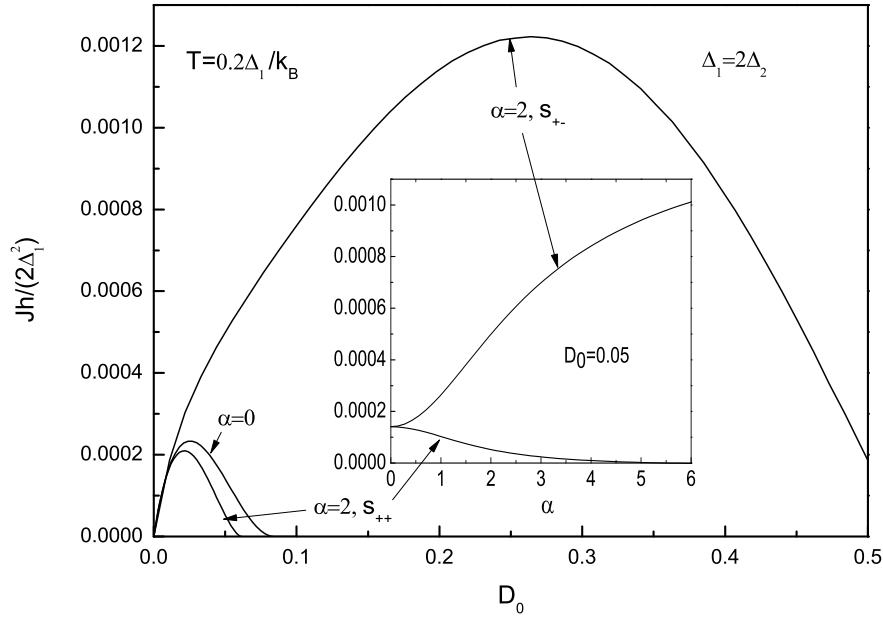


Рис. 5.2. Зависимости теплового потока J от прозрачности D_0 , рассчитанные численно при оптимальном значении напряжения на переходе в $s_{\pm}$, s_{++} моделях при $\alpha = 2$, и для случая $\alpha = 0$. На вставке представлены зависимости теплового потока J от параметра межзонного хоппинга α для $s_{\pm}$, s_{++} моделей при фиксированной прозрачности $D_0 = 0.05$

следует, что в области малых прозрачностей (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 [66], в то время как расчёты в $s_{\pm}$ модели дают существенно большие величины теплового потока, не 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 [66] является отмеченное выше подавление андреевского отражения для некоторых значений энергии в $s_{\pm}$ модели. На вставке на рис. 5.2 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 растёт в $s_{\pm}$ модели, а в s_{++} модели убывает.

Из рис. 5.2 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 значе-

ния теплового потока от температуры T для различных соотношений между модулями параметров порядка зон.

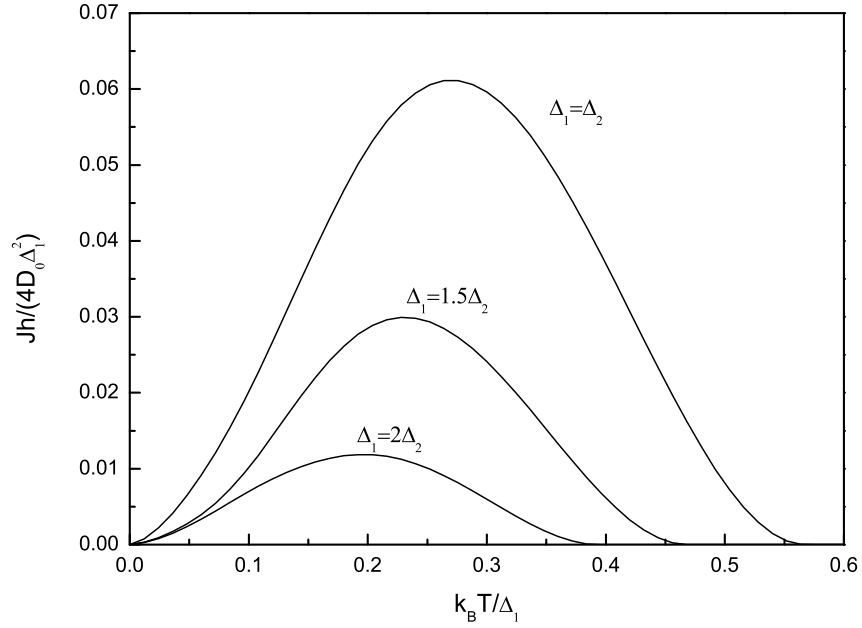


Рис. 5.3. Зависимости теплового потока J от температуры T , рассчитанные численно в туннельном режиме при оптимальном значении напряжения на переходе и $\alpha = 0$. Соотношения между параметрами порядка зон $\Delta_1 = \Delta_2$, $\Delta_1 = 1.5\Delta_2$, $\Delta_1 = 2\Delta_2$ (кривые на рис. сверху вниз)

На рис. 5.3 представлены численно рассчитанные из уравнений (5.1)-(5.8), (5.10),(5.11) эти зависимости при соотношениях между параметрами порядка зон $\Delta_1 = \Delta_2$, $\Delta_1 = 1.5\Delta_2$, $\Delta_1 = 2\Delta_2$ (кривые на рис. 5.3 сверху вниз) и $\alpha = 0$. Из вида зависимости $J(T)$ на рис. 5.3 при соотношении между модулями параметров порядка зон $\Delta_1 = 2\Delta_2$ 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 [66]. Из рис. 5.3 следует, что сближение значений модулей параметров порядка зон двухзонного сверхпроводника приводит к существенному увеличению теплового потока и смещению значения оптимальной температуры к значению, совпадающему с аналогичным результатом для однозонного сверхпроводника [66].

Для возможных болометрических приложений новых двухзонных сверхпроводников [70] 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. 5.4 представ-

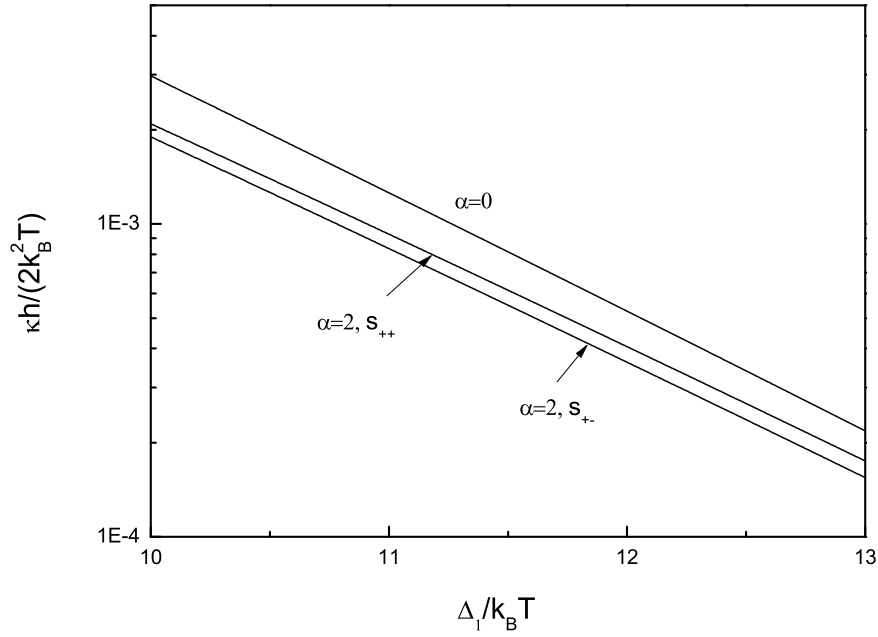


Рис. 5.4. Зависимости теплопроводности κ чистой границы двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом от отношения $\Delta_1/k_B T$, рассчитанные численно для значения параметра межзонного хоппинга $\alpha = 2$ в s_{++} в $s_{\pm}$ моделях соответственно, и для случая $\alpha = 0$

лены в полулогарифмическом масштабе результаты численного расчёта из уравнений (5.1)-(5.8), (5.10), (5.11) теплопроводности чистой границы со нулевым значением параметра внутризонного рассеяния $Z = 0$ как функции отношения $\Delta_1/k_B T$. Из рис. 5.4 следует, что для достаточно больших величин $\Delta_1/k_B T$, соответствующим низким, по сравнению с модулем параметра порядка температур, 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 [70].

5.3 Выводы главы 5

В данной главе в результате проведённого теоретического анализа электронного транспорта через границу двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом с учётом межзонного рассеяния на границе был предложен подход для описания транспорта тока и тепла в таких структурах в терминах матрицы рассеяния. В результате проведённого теоретического анализа транспорта тепла в таких структурах было по-

казано, что возможная необычная $s_{\pm}$ симметрия параметра порядка ферропниктидов не препятствует их болометрическим и микроохлаждающим применениям. Более того, проведённый 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 было показано, что межзонное рассеяние на границе не приводит к росту теплопроводности границы двухзонных сверхпроводников с нормальным металлом. Полученные результаты контрастируют с результатами для высокотемпературных купратов, для которых было ранее показано [70], что присущая им анизотропия параметра порядка препятствует их болометрическим и микроохлаждающим 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 микроохлаждающего устройства на основе низкотемпературного сверхпроводника алюминия при температуре ниже 1 К [66, 71]. При низких температурах в туннельном режиме выигрыш по мощности охлаждения микроохлаждающих устройств на основе ферропниктидов по сравнению с микроохлаждающим устройством на основе низкотемпературного сверхпроводника пропорционален $\sqrt{\Delta_1/\Delta_0}$, где Δ_0 - параметр порядка низкотемпературного сверхпроводника [66, 71].

Заключение

Основные результаты работы:

1. Выведены граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания вне приближения эффективной массы для различных углов ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям сверхпроводника, которые позволяют учесть как сложный непараболический и анизотропный спектр нормальных возбуждений в сверхпроводнике и их многозонный характер, так и необычные виды симметрий сверхпроводящего параметра порядка.

2. Рассчитаны проводимости контакта нормального металла и многозонного сверхпроводника с необычными симметриями параметра порядка для выделенного направления транспорта для различных углов разориентации границы по отношению к кристаллографическим осям сверхпроводника, а также рассчитаны усредненные по волновому вектору, параллельному границе, проводимости такого контакта для нулевого угла разориентации границы по отношению к кристаллографическим осям сверхпроводника. Продемонстрирована возможность отличить две наиболее популярные модели сверхпроводящего спаривания в пниктидах на основе анализа рассчитанных проводимостей при использовании нормального металла с большим размером поверхности Ферми по наличию подщелевых особенностей в случае $s_{\pm}$ симметрии параметра порядка.

3. Рассчитаны фазовые зависимости джозефсоновского тока контактов, содержащих обычный сверхпроводник БКШ-типа и многозонный сверхпроводник, описываемый в рамках межорбитальной модели сверхпроводящего спаривания. Продемонстрирована возможность отличить внутриорбитальную модель сверхпроводящего спаривания от межорбитальной по наличию нетривиальной ток-фазовой зависимости с основным состоянием при разности фаз сверхпроводящих берегов $0 < \varphi < \pi$ в случае последней.

4. Теоретически продемонстрирована возможность микрорефрижераторных применений структур, состоящих из двухзонного сверхпроводника с межзонным ти-

пом спаривания и ферромагнетика, образованного из доменов с различными направлениями намагниченности, а именно, теоретически показана возможность управления потоком тепла путем изменения направления намагниченности одного из доменов.

5. На основе теоретического анализа электронного транспорта тепла через границу двухзонного сверхпроводника, описываемого необычной $s_{\pm}$ симметрией параметра порядка, и нормального металла в терминах матрицы рассеяния показано, 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 микрорефрижератора на основе низкотемпературного сверхпроводника алюминия при температуре ниже 1 К .

Список публикаций автора

- [A1] И.А. Девятков, М.Ю. Ромашка, А.В. Бурмистрова, "Транспорт тока и тепла через границу двухзонного сверхпроводника с нормальным металлом", Письма в ЖЭТФ, том **91**, вып. 6, с. 318-323, 2010. [JETP Lett. **91**, 297 (2010)].
- [A2] А.В. Бурмистрова, Т.Ю. Карминская, И.А. Девятков, "Электронный транспорт через границу нормального металла с двухзонным сверхпроводником с межзонным типом спаривания", Письма в ЖЭТФ, том **93**, вып. 3, с. 143-148, 2011. [JETP Lett. **93**, 133 (2011)].
- [A3] А.В. Бурмистрова, И.А. Девятков, М.Ю. Куприянов, Т.Ю. Карминская, "Тепловой вентиль из сверхпроводящих гетероструктур с различными типами спаривания", Письма в ЖЭТФ, том **93**, вып. 4, с. 221-228, 2011. [JETP Lett., **93**, 203 (2011)].
- [A4] А.В. Бурмистрова, И.А. Девятков, "Теоретический анализ когерентного электронного транспорта в структурах, содержащих многозонные сверхпроводники с различными типами сверхпроводящего спаривания", Письма в ЖЭТФ, том **95**, вып. 5, с. 263-269, 2012. [JETP Lett., **95**, 239 (2012)].
- [A5] А.В. Бурмистрова, И.А. Девятков, "Граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания", Письма в ЖЭТФ, том **96**, вып. 6, с. 430-435, 2012. [JETP Lett., **96**, 391 (2012)].
- [A6] A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov, K. Yada, Yu. Tanaka, "Theory of Tunneling Spectroscopy of Multi-Band Superconductors", Journal of the Physical Society of Japan, **82**, 034716, 2013.
- [A7] A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov, K. Yada, Yu. Tanaka, "Quasiclassical theory of coherent charge transport into multi-band superconductors", Superconductor Science and Technology, **27**, 015010, 2013.
- [A8] И.А. Девятков, М.Ю. Ромашка, А.В. Бурмистрова, "Транспорт тока и тепла в наноструктурах с новыми двухзонными сверхпроводниками", 14-ый международный симпозиум нанофизика и наноэлектроника, материалы симпозиума, т. 1, с. 161-162, Нижний Новгород, 15-19 марта, 2010.

- [A9] A.V. Burmistrova, T.Yu. Karminskaya, I.A. Devyatov, "Electron and heat transport in heterostructures with novel multiband superconductors", Superconductivity and Magnetism: hybrid proximity nanostructures and intrinsic phenomena SM-2010, Book of abstracts, p. 63, September 5-11, 2010.
- [A10] А.В. Бурмистрова, Т.Ю. Карминская, И.А. Девятков, "Электронный транспорт в структурах с межзонным типом спаривания", 4-я Всероссийская конференция молодых ученых Микро-нанотехнология и их применение, материалы конференции, стр. 42, Черноголовка, 22-24 ноября, 2010.
- [A11] И.А. Девятков, А.В. Бурмистрова, Т.Ю. Карминская, "Электронный транспорт в гетероструктурах с межзонным типом спаривания", 15-ый международный симпозиум нанофизика и нанoeлектроника, материалы симпозиума, т. 1, с. 228-229, Нижний Новгород, 14-18 марта, 2011.
- [A12] A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, "Electron and heat transport in structures with interband pairing superconductors", International Conference on Quantum Technologies, Book of abstracts, p. 76, July 13-17, 2011.
- [A13] А.В. Бурмистрова, С.В. Бакурский, И. А. Девятков, "Электронные свойства сверхпроводников с межзонно-внутризонным типом спаривания", Тезисы докладов Российско-Украинского семинара Физика сверхпроводниковых гетероструктур, стр. 40, Черноголовка, 14-16 сентября, 2011.
- [A14] А.В. Бурмистрова, С.В. Бакурский, А. В. Семенов, И.А. Девятков, М.Ю. Куприянов, "Электронные свойства сверхпроводников с межзонно -внутризонным типом спаривания и гибридных наноструктур на их основе", Труды 4й Международной конференции Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости (ФПС 11), стр. 128, Москва-Звенигород, 3-7 октября, 2011.
- [A15] И.А. Девятков, А.В. Бурмистрова, "Теоретический анализ когерентного транспорта в гетероструктурах с новыми железосодержащими высокотемпературными сверхпроводниками", 1-я Национальная конференция по прикладной сверхпроводимости НКПС-2011, сборник тезисов, стр 123, Москва, 6-8 декабря, 2011.
- [A16] А.В. Бурмистрова, И.А. Девятков, "Расчет нормального и сверхпроводящего тока в гетероструктурах со сверхпроводящими пниктидами", 16-ый международный симпозиум нанофизика и нанoeлектроника, материалы симпозиума, т. 1, с. 15-16, Нижний Новгород, 12-16 марта, 2012.
- [A17] A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, "Calculation of the normal and the superconducting

current in heterostructures with superconducting pnictide”, Advanced research workshop Meso-2012: non-equilibrium and coherent phenomena at nanoscale, Book of Abstracts, p. 39, Chernogolovka, Russia, June 17-23, 2012.

- [A18] A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, ”New method for calculation of the electron transport in heterostructures with different unusual types of superconducting pairing”, International Conference “Micro- and Nanoelectronics -2012”, ICMNE-2012, Book of Abstracts, p. O1-12, Moscow-Zvenigorod, Russia, October 1-5, 2012.
- [A19] И.А. Девятков, А.В. Бурмистрова, ”Новый метод расчета электронного транспорта в многозонных сверхпроводниках, топологических сверхпроводниках и сверхпроводящих топологических изоляторах”, 17-ый международный симпозиум на-
нофизика и нанoeлектроника, материалы симпозиума, т. 1, с. 26-27, Нижний Новгород, 11-15 марта, 2013.

Литература

- [1] Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., Hosono H. Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.050.12$) with $T_c = 26$ K // Journal of the American Chemical Society. 2008. Vol. 130, no. 11. P. 3296–3297. <http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/ja800073m>. URL: <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ja800073m>.
- [2] Mazin I. I., Singh D. J., Johannes M. D., Du M. H. Unconventional Superconductivity with a Sign Reversal in the Order Parameter of LaFeAsO // Phys. Rev. Lett. 2008. — Jul. Vol. 101. P. 057003. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.057003>.
- [3] Moreo A., Daghofer M., Riera J. A., Dagotto E. Properties of a two-orbital model for oxypnictide superconductors: Magnetic order, B_{2g} spin-singlet pairing channel, and its nodal structure // Phys. Rev. B. 2009. — Apr. Vol. 79. P. 134502. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.134502>.
- [4] Suhl H., Matthias B. T., Walker L. R. Bardeen-Cooper-Schrieffer Theory of Superconductivity in the Case of Overlapping Bands // Phys. Rev. Lett. 1959. — Dec. Vol. 3. P. 552–554. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.3.552>.
- [5] Kuroki K., Onari S., Arita R. et al. Unconventional Pairing Originating from the Disconnected Fermi Surfaces of Superconducting Pnictide // Phys. Rev. Lett. 2008. — Aug. Vol. 101. P. 087004. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.087004>.
- [6] Lee P. A., Wen X.-G. arXiv:0804.1739.
- [7] Raghu S., Qi X.-L., Liu C.-X. et al. Minimal two-band model of the superconducting iron oxypnictides // Phys. Rev. B. 2008. — Jun. Vol. 77. P. 220503. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.220503>.
- [8] Chen T. Y., Tesanovic H. Z., Liu R. H. et al. A BCS-like gap in the superconductor $\text{SmFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ // Nature. 2008. Vol. 453. P. 1224.

- [9] Kondo T., Santander-Syro A. F., Copie O. et al. Momentum Dependence of the Superconducting Gap in $\text{NdFeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ Single Crystals Measured by Angle Resolved Photoemission Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. 2008. — Oct. Vol. 101. P. 147003. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.147003>.
- [10] Wang Y., Shan L., Fang L. e. a. Multiple gaps in $\text{SmFeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ revealed by point-contact spectroscopy // Superconductor Science and Technology. 2009. Vol. 22. P. 015018.
- [11] Gonnelli R. S., Daghero D., Tortello M. et al. Coexistence of two order parameters and a pseudogaplike feature in the iron-based superconductor // Phys. Rev. B. 2009. — May. Vol. 79. P. 184526. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.184526>.
- [12] Yates K. A., Morrison K., Rodgers J. A. et al. Investigation of superconducting gap structure in $\text{TbFeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ using point contact Andreev reflection // New J. Phys. 2009. Vol. 11. P. 025015.
- [13] Kuz'michev S. A., Kuz'micheva T. E., Boltalin A. I., Morozov I. V. Спектроскопия многократных андreeвских отражений сверхпроводящего LiFeAs : анизотропия параметров порядка и их температурное поведение // Pis'ma v ZETF. 2013. Vol. 98. P. 816–825.
- [14] Chubukov A. V., Efremov D. V., Eremin I. Magnetism, superconductivity, and pairing symmetry in iron-based superconductors // Phys. Rev. B. 2008. — Oct. Vol. 78. P. 134512. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.134512>.
- [15] Wollman D. A., Van Harlingen D. J., Lee W. C. et al. Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-Pb dc SQUIDS // Phys. Rev. Lett. 1993. — Sep. Vol. 71. P. 2134–2137. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.2134>.
- [16] Tsuei C. C., Kirtley J. R., Chi C. C. et al. Pairing Symmetry and Flux Quantization in a Tricrystal Superconducting Ring of BaCuO // Phys. Rev. Lett. 1994. — Jul. Vol. 73. P. 593–596. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.593>.
- [17] Van Harlingen D. J. Phase-sensitive tests of the symmetry of the pairing state in the high-temperature superconductors—Evidence for $d_{x^2-y^2}$

- symmetry // Rev. Mod. Phys. 1995.—Apr. Vol. 67. P. 515–535. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.67.515>.
- [18] Tsuei C. C., Kirtley J. R. Pairing symmetry in cuprate superconductors // Rev. Mod. Phys. 2000.—Oct. Vol. 72. P. 969–1016. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.72.969>.
- [19] Tanaka Y., Kashiwaya S. Theory of Tunneling Spectroscopy of *d*-Wave Superconductors // Phys. Rev. Lett. 1995.—Apr. Vol. 74. P. 3451–3454. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.3451>.
- [20] Pudalov V. M., Shanigina T. E., Ponomarev Y. G. et al. // Nanophysics and Nanoelectronics, Proceedings of the XV International Symposium, Nignii Novgorod. 2011.
- [21] Siedel P. Josephson effects in iron based superconductors // Superconductor Science and Technology. 2011. Vol. 24. P. 043001.
- [22] Sperstad I. B., Linder J., Sudbø A. Quantum transport in ballistic $s_{\pm}$ -wave superconductors with interband coupling: Conductance spectra, crossed Andreev reflection, and Josephson current // Phys. Rev. B. 2009.—Oct. Vol. 80. P. 144507. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.80.144507>.
- [23] Golubov A. A., Brinkman A., Tanaka Y. et al. Andreev Spectra and Subgap Bound States in Multiband Superconductors // Phys. Rev. Lett. 2009.—Aug. Vol. 103. P. 077003. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.077003>.
- [24] Chen W.-Q., Ma F., Lu Z.-Y., Zhang F.-C. π Junction to Probe Antiphase *s*-Wave Pairing in Iron Pnictide Superconductors // Phys. Rev. Lett. 2009.—Nov. Vol. 103. P. 207001. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.207001>.
- [25] Berg E., Lindner N. H., Pereg-Barnea T. Metastable π Junction between an $s_{\pm}$ -Wave and an *s*-Wave Superconductor // Phys. Rev. Lett. 2011.—Apr. Vol. 106. P. 147003. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.147003>.
- [26] Araújo M. A. N., Sacramento P. D. Quantum waveguide theory of Andreev spectroscopy in multiband superconductors: The case of iron pnictides // Phys. Rev. B. 2009.—May. Vol. 79. P. 174529. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.174529>.

- [27] Hor Y. S., Williams A. J., Checkelsky J. G. et al. Superconductivity in $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ and its Implications for Pairing in the Undoped Topological Insulator // Phys. Rev. Lett. 2010.—Feb. Vol. 104. P. 057001. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.057001>.
- [28] Sasaki S., Kriener M., Segawa K. et al. Topological Superconductivity in $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ // Phys. Rev. Lett. 2011.—Nov. Vol. 107. P. 217001. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.217001>.
- [29] Koren G., Kirzhner T., Lahoud E. et al. Proximity-induced superconductivity in topological $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ and Bi_2Se_3 films: Robust zero-energy bound state possibly due to Majorana fermions // Phys. Rev. B. 2011.—Dec. Vol. 84. P. 224521. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.84.224521>.
- [30] Kirzhner T., Lahoud E., Chaska K. B. et al. Point-contact spectroscopy of $\text{Cu}_{0.2}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ single crystals // Phys. Rev. B. 2012.—Aug. Vol. 86. P. 064517. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.064517>.
- [31] Yang F., Ding Y., Qu F. et al. Proximity effect at superconducting Sn- Bi_2Se_3 interface // Phys. Rev. B. 2012.—Mar. Vol. 85. P. 104508. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.104508>.
- [32] Fu L., Berg E. Odd-Parity Topological Superconductors: Theory and Application to $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ // Phys. Rev. Lett. 2010.—Aug. Vol. 105. P. 097001. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.097001>.
- [33] Hao L., Lee T. K. Surface spectral function in the superconducting state of a topological insulator // Phys. Rev. B. 2011.—Apr. Vol. 83. P. 134516. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.134516>.
- [34] Hsieh T. H., Fu L. Majorana Fermions and Exotic Surface Andreev Bound States in Topological Superconductors: Application to $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ // Phys. Rev. Lett. 2012.—Mar. Vol. 108. P. 107005. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.107005>.
- [35] Yamakage A., Yada K., Sato M., Tanaka Y. Theory of tunneling conductance and surface-state transition in superconducting topological

- p>insulators // Phys. Rev. B. 2012.—May. Vol. 85. P. 180509. URL:
-
- <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.180509>
- .
- [36] Tinkham M. Introduction to Superconductivity. McGraw-Hill book company, New York, 1975.
- [37] Zhu Q.-G., Kroemer H. Interface connection rules for effective-mass wave functions at an abrupt heterojunction between two different semiconductors // Phys. Rev. B. 1983.—Mar. Vol. 27. P. 3519–3527. URL:
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.27.3519>.
- [38] Laikhtman B. Boundary conditions for envelope functions in heterostructures // Phys. Rev. B. 1992.—Aug. Vol. 46. P. 4769–4774. URL:
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.46.4769>.
- [39] Harrison W. A. Tunneling from an Independent-Particle Point of View // Phys. Rev. 1961.—Jul. Vol. 123. P. 85–89. URL:
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.123.85>.
- [40] Blonder G. E., Tinkham M., Klapwijk T. M. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion // Phys. Rev. B. 1982.—Apr. Vol. 25. P. 4515–4532. URL:
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.25.4515>.
- [41] Kashiwaya S., Tanaka Y., Koyanagi M., Kajimura K. Theory for tunneling spectroscopy of anisotropic superconductors // Phys. Rev. B. 1996.—Feb. Vol. 53. P. 2667–2676. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.53.2667>.
- [42] Kashiwaya S., Tanaka Y. Tunnelling effects on surface bound states in unconventional superconductors // Rep. Prog. Phys. 2000. Vol. 63, no. 10. P. 1641. URL:
<http://stacks.iop.org/0034-4885/63/i=10/a=202>.
- [43] Korshunov M. M., Eremin I. Theory of magnetic excitations in iron-based layered superconductors // Phys. Rev. B. 2008.—Oct. Vol. 78. P. 140509. URL:
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.140509>.
- [44] Onari S., Tanaka Y. Surface density of states of $s_{\pm}$ -wave Cooper pairs in a two-band superconductor model // Phys. Rev. B. 2009.—May. Vol. 79. P. 174526. URL:
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.174526>.

- [45] Ando T., Akera H. Connection of envelope functions at semiconductor heterointerfaces. II. Mixings of Γ and X valleys in $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ // Phys. Rev. B. 1989.—Dec. Vol. 40. P. 11619–11633. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.40.11619>.
- [46] Beenakker C. W. J. Universal limit of critical-current fluctuations in mesoscopic Josephson junctions // Phys. Rev. Lett. 1991.—Dec. Vol. 67. P. 3836–3839. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.3836>.
- [47] Chang L.-F., Bagwell P. F. Ballistic Josephson-current flow through an asymmetric superconductor–normal-metal–superconductor junction // Phys. Rev. B. 1994.—Jun. Vol. 49. P. 15853–15863. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.49.15853>.
- [48] van Wees B. J., Lenssen K.-M. H., Harmans C. J. P. M. Transmission formalism for supercurrent flow in multiprobe superconductor-semiconductor-superconductor devices // Phys. Rev. B. 1991.—Jul. Vol. 44. P. 470–473. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.44.470>.
- [49] Ambegaokar V., Baratoff A. Tunneling Between Superconductors // Phys. Rev. Lett. 1963.—Jun. Vol. 10. P. 486–489. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.10.486>.
- [50] Bang Y., Choi H.-Y. Possible pairing states of the Fe-based superconductors // Phys. Rev. B. 2008.—Oct. Vol. 78. P. 134523. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.134523>.
- [51] Geshkenbein V. B., Larkin A. I. The Josephson effect in superconductors with heavy fermions // JETP Letters. 1986. Vol. 43. P. 395.
- [52] Yip S. Josephson current-phase relationships with unconventional superconductors // Phys. Rev. B. 1995.—Aug. Vol. 52. P. 3087–3090. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.52.3087>.
- [53] Moreo A., Daghofer M., Nicholson A., Dagotto E. Interband pairing in multiorbital systems // Phys. Rev. B. 2009.—Sep. Vol. 80. P. 104507. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.80.104507>.

- [54] Dolgov O. V., Mazin I. I., Parker D., Golubov A. A. Interband superconductivity: Contrasts between Bardeen-Cooper-Schrieffer and Eliashberg theories // Phys. Rev. B. 2009.—Feb. Vol. 79. P. 060502. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.060502>.
- [55] Gubankova E., Liu W. V., Wilczek F. Breached Pairing Superfluidity: Possible Realization in QCD // Phys. Rev. Lett. 2003.—Jul. Vol. 91. P. 032001. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.032001>.
- [56] Tahir-Kheli J. Interband pairing theory of superconductivity // Phys. Rev. B. 1998.—Nov. Vol. 58. P. 12307–12322. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.12307>.
- [57] Liu W. V., Wilczek F. Interior Gap Superfluidity // Phys. Rev. Lett. 2003.—Jan. Vol. 90. P. 047002. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.047002>.
- [58] Wu S.-T., Yip S. Superfluidity in the interior-gap states // Phys. Rev. A. 2003.—May. Vol. 67. P. 053603. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.67.053603>.
- [59] Боголюбов Н. // ЖЭТФ. 1958. Vol. 34. P. 58.
- [60] Лившиц М., Питаевский Л. Статистическая физика, том 2. Главная редакция физико-математической литературы издательства "Наука", 1978.
- [61] Deutscher G., Nozières P. Cancellation of quasiparticle mass enhancement in the conductance of point contacts // Phys. Rev. B. 1994.—Nov. Vol. 50. P. 13557–13562. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.50.13557>.
- [62] Hunte F., Jaroszynski J., Gurevich A. // Nature Letters. 2008. Vol. 453. P. 903.
- [63] Halterman K., Valls O. T. Layered ferromagnet-superconductor structures: The π state and proximity effects // Phys. Rev. B. 2004.—Jan. Vol. 69. P. 014517. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.014517>.
- [64] Giazotto F., Taddei F., Fazio R. Ultraefficient cooling in ferromagnet–superconductor microrefrigerators // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. P. 3784.

- [65] Rajovic Z., Bozovic M., Radovic Z. Josephson coupling through ferromagnetic heterojunctions with noncollinear magnetizations // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 184509.
- [66] Bardas A., Averin D. Peltier effect in normal-metal–superconductor microcontacts // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. P. 12873.
- [67] Bergeret F., Volkov A., Efetov K. Long-Range Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Structures // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 4096.
- [68] Bardas A., Averin D. ac Josephson Effect in a Single Quantum Channel // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 1831.
- [69] Андреев А. // ЖЭТФ. 1964. Vol. 46. P. 1823.
- [70] Девятов И., Куприянов М., Кузьмин Л. Электронные тепловые свойства границы между нормальным металлом и втсп-материалом // ЖЭТФ. 2000. Vol. 117. P. 1207.
- [71] Leivo M., Pekola J., Averin D. Efficient Peltier refrigeration by a pair of normal metal/insulator/superconductor junctions // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol. 68. P. 1996.